
Experimentelle & numerische Untersuchung des Pulver- & Aerosolverhaltens in einer Luftströmung

von **Michael BECKER**

im Fachbereich für Strömungslehre und Aerodynamik, Technische Universität Darmstadt
in Zusammenarbeit mit Boehringer Ingelheim Pharma GmbH & Co. KG



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT



Strömungslehre & Aerodynamik



Boehringer
Ingelheim

Experimentelle & numerische Untersuchung des
Pulver- & Aerosolverhaltens
in einer Luftströmung

Vom Fachbereich Maschinenbau

an der Technischen Universität Darmstadt

genehmigte

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Michael BECKER

geboren in Mainz

Berichterstatter:

Prof. Dr.-Ing. C. Tropea

Mitberichterstatter:

Prof. Dr. rer. nat. S. Luding

Tag der Einreichung:

25.06.2013

Tag der mündlichen Prüfungen:

10.12.2013

Darmstadt, Januar 2014

D 17

IMPRESSUM:

AUTOR:

Michael Becker

HERAUSGEBER:

Prof. Dr.-Ing. Cameron Tropea

Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik

Technische Universität Darmstadt

DRUCK: Druckerei, Boehringer Ingelheim Pharma GmbH und Co. KG, Ingelheim, Deutschland

BLUE RAY-DISK: PraxisPrint.de, Malte Dinkela & Michael Heinz GbR, Bochum, Deutschland

IM RAHMEN DIESER ARBEIT SIND VERSCHIEDENE VIDEOS UND BILDER ENTSTANDEN, DIE AUF DEM BEIGEFÜGTEN DIGITALEN MEDIUM EINER BLUE RAY-DISK ENTHALTEN SIND. ZUR VOLLSTÄNDIGKEIT DIESER DISSERTATION MUSS DIESES MEDIUM IMMER ENTHALTEN SEIN.

Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz: Namensnennung-Keine kommerzielle Nutzung-Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland



Erst wirbeln wir den Staub auf und behaupten dann, dass wir nichts sehen können.
(George Berkeley)



Inhaltsverzeichnis

Erklärung	viii
Danksagung	ix
Inhalt des beigefügten, digitalen Mediums	x
Formelverzeichnis	xii
Angabe von Messergebnissen und ihren Ungenauigkeiten	xvi
Abkürzungsverzeichnis	xvii
1 Einführung	1
1.1 Motivation und Zielsetzung	1
2 Theorie und Simulationsmodelle	5
2.1 Kontakt-Modelle	5
2.1.1 Feder-Dämpfer-Modell	6
2.1.2 Hertz'scher Kontakt	7
2.1.3 DMT-Modell	10
2.1.4 JKR-Modell	11
2.1.5 Maugis-Modell	12
2.1.6 Modelle zur Beschreibung eines plastischen Kontakts	15
2.2 Tribologie	20
2.2.1 Coulombsches Reibungsgesetz	20
2.2.2 Mikroskopischer Reibungsvorgang	21
2.2.3 Elastischer Reibungskontakt	22
2.2.4 Simulationsmodelle	25
konstante Kraft	25
viskose Kraft	25
2.3 Rotation und Rollen	28
2.3.1 Rotation	28
2.3.2 Rollen	30
2.3.3 Simulation des Rollens	31
konstantes Drehmoment	31
viskoses Drehmoment	31
Feder-Dämpfer-Modell	31
2.4 Adhäsionskräfte	32
2.4.1 Coulomb-Kräfte und van-der-Waals-Kräfte	32
2.4.2 Kapillarbrücken	34
2.4.3 Adhäsionskräfte	35
2.5 Fluid/Partikel-Wechselwirkung	36
2.5.1 Newton'sches Reibungsgesetz und die Auftriebskraft	36
2.5.2 Kräfte durch Scherströmungen und Partikelrotation	37
2.5.3 Einfluss der Partikel-Umströmung	39
2.5.4 Druckverlust über einem Pulverbett	40
2.6 Simulation von Partikeln	41
2.6.1 Partikelsimulation für sphärische und nicht-sphärische Partikel	41
2.6.2 Simulation von Strömung- und Partikeldynamik	43

2.7	Überblick über die vorgestellten Simulationsmodelle	44
3	Methoden	47
3.1	Verwendete Materialien	47
3.2	Experimente	47
3.2.1	Vermessung der Partikelgrößenverteilung	47
3.2.2	Bestimmung der Reibungskoeffizienten	51
3.2.2.1	Schüttwinkel	51
3.2.2.2	Ring-Scherzelle	52
3.2.2.3	Schiefe Ebene	54
3.2.3	Aufnahme der Partikeltrajektorien	56
3.2.3.1	Bildaufnahme	57
3.2.3.2	Versuchsaufbau und elektronische Steuerung	59
3.2.3.3	Strömungsmechanischer Aufbau	63
3.2.3.4	Messdaten-Aufnahme und -Weiterverarbeitung	67
3.2.4	Bestimmung der Partikeltrajektorien an zwei ausgewählten Beispielen	68
3.2.4.1	Dispersion der Pulverschüttung	68
3.2.4.2	Verhalten in einer Düse und bei einer Wandimpaktion	71
3.3	Numerisches Partikelmodell	72
3.3.1	Berechnung der Partikeltrajektorie	72
3.3.2	Wechselwirkung zwischen den Partikeln	77
3.3.2.1	Normaler Partikel-Kontakt	77
3.3.2.2	Tangentialer Partikelkontakt und Rotation	79
3.3.2.3	Adhäsion	85
3.3.3	Die Partikel/Fluid-Wechselwirkung	86
3.3.3.1	Durchströmung eines Pulverbetts	86
3.3.3.2	Umströmung eines Partikels	88
3.4	Definition der Partikel-Startbedingungen	91
3.5	Numerische Berechnung: Anwendungen des Partikelmodells	93
3.5.1	Dispersion der Pulverschüttung und Dynamik von Agglomeraten in einer Düse	93
4	Ergebnisse und Diskussion	101
4.1	Experimente	101
4.1.1	Vermessung der Partikelgrößenverteilung	101
4.1.2	Bestimmung der Reibungskoeffizienten	105
4.1.2.1	Schüttkegel	105
4.1.2.2	Scherzelle	108
4.1.2.3	Schiefe Ebene	112
4.1.3	Messdaten des optischen Partikelzählers	118
4.1.3.1	Auswertung der Streulicht-Partikelzählung	118
4.1.3.2	Pulverdispargierung bei verschiedenen zeitlichen Strömungsverläufen	123
4.1.3.3	Statistische Versuchsauswertung der optischen Partikelzählung	129
4.1.4	Auswertung der Partikeltrajektorien	141
4.1.4.1	Charakterisieren der Partikeltrajektorien	141
4.1.4.2	Statistische Auswertung der bestimmten Trajektorien	149
4.2	Numerische Betrachtungen	159
4.2.1	Normaler Partikel-Kontakt	159
4.2.2	Umströmung eines Partikels	168
4.2.3	Simulation der Dispersion von einer Pulverschüttung	176
5	Zusammenfassung	189
5.1	Zusammenfassung	189
5.2	Ausblick	191

A	Anhang	193
A.1	Analyse von normierten Partikelgrößenverteilungen	193
A.1.1	Einfache Log-Normalverteilung nach DIN ISO 9276-5	193
A.1.2	Log-Normalverteilung in Abhängigkeit der Partikelgröße x	193
A.1.3	charakteristische Größen der Verteilung	194
A.1.3.1	Standardabweichung	194
A.1.4	k^{te} Moment	195
A.1.4.1	gemittelte Partikelgröße	195
A.1.5	Bi-Log-Normalverteilung	195
A.2	Überprüfung des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der Partikeltrajektorie	195
A.2.1	Kalibrierung und Überprüfung der elektronischen Signale	195
A.2.2	Überprüfung der Strömungseinstellung	199
A.3	Kalibrierung und Umrechnung der Messdaten des Partikelzählers	202
A.4	Sammeleffizienz des virtuellen Impaktors	204
A.4.1	Methode	204
A.4.2	Ergebnis	205
A.5	Weitere Messergebnisse	212
A.6	Versuchspläne	254
A.6.1	Dispersion der Pulverschüttung	254
A.6.2	Partikelverhalten in einer Düse und bei Wandimpaktion	259
	Literaturverzeichnis	278
A.7	Lebenslauf	288

Erklärung

Die Dissertation entstand in einer Kooperation der technischen Universität Darmstadt und der Firma Boehringer Ingelheim GmbH & Co. KG und wurde betreut von:

- Herrn Prof. Dr.-Ing. Cameron Tropea (Lehrstuhl für Strömungsmechanik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt)
- Herrn Dr. Herbert Wachtel (Pharmazeutische Physik, A Drug Delivery, Boehringer Ingelheim Pharma GmbH & Co. KG, Ingelheim)

Diese Arbeit wurde von mir selbstständig verfasst. Es wurden keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt.

(Michael Becker)

Danksagung

meiner Dissertation sehr unterstützt haben:

- Für die Betreuung meiner Arbeit möchte ich mich besonders bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Cameron Tropea von der Technischen Universität Darmstadt bedanken. Er hat diese Dissertation erst ermöglicht und war immer bereit, mir in anregenden Diskussionen zu helfen.
- Herrn Dr. Herbert Wachtel danke ich für die Betreuung der Dissertation von Seiten der Firma Boehringer Ingelheim. Er konnte mir mit zahlreichen Ideen und Tipps bei den hier vorgestellten Versuchen weiterhelfen. Er hatte stets ein offenes Ohr für meine Fragen.
- Ferner möchte ich Herrn Prof. Stefan Luding von der Universität Twente dafür danken, dass ich zusammen mit Herrn Dr. Wachtel an zahlreichen STW MUST Sitzungen teilnehmen konnte, in denen es zu vielen anregenden Diskussionen zur Simulation der Partikeldynamik gekommen ist. Außerdem möchte ich mich bei Herrn Prof. Luding bedanken, dass er sich bereit erklärt hat, diese Arbeit zu begutachten.
- Herrn Dr. Joachim Eicher und Herrn Dr. Helmut Bender danke ich für ihre Unterstützung und das Vertrauen, das sie mir entgegen gebracht haben um diese Arbeit in Kooperation mit der Firma Boehringer Ingelheim zu ermöglichen.
- Ferner möchte ich Herrn Dr. Ralf Kröger von der Firma Ansys Fluent Deutschland danken. Nur durch seine Mithilfe war es mir überhaupt möglich, das vorhandene Partikelmodell zu erweitern und einige Simulationen mit hohem Rechenaufwand auf einem Cluster von Ansys Deutschland berechnen zu lassen. Durch viele interessante Diskussionen haben wir Stück für Stück viel über die Partikelsimulation und deren Umsetzung in Fluent gelernt.
- Außerdem danke ich Herrn Frank Richter und Herrn Andree Jung von Boehringer Ingelheim für ihre tatkräftige Unterstützung bei kleinen und großen Problemen. So hat mir Herr Frank Richter bei vielen logistischen Problemen, wie der Einrichtung eines Laser-Labors, weitergeholfen. Zudem hat er mir als Laser-Sicherheitsbeauftragter immer wieder bei Sicherheitsfragen zur Seite gestanden und mich in den vielen Diskussionsstunden rund um die Programmierung mit LabView auf neue Ideen gebracht. Anschließend danke ich Herrn Andree Jung, dass er mir durch seine Fähigkeiten an der Drehbank oft schnell kleine Änderungen an den Versuchsgeometrien vornehmen konnte. Außerdem möchte ich mich bei ihm bedanken für seine Schulung an der Fräsmaschine, so dass ich dort auch selbst Änderungen vornehmen konnte. Auch die vielen anregenden Gespräche zu chemischen und elektronischen Fragestellungen haben mir stets weitergeholfen. Bei beiden möchte ich mich für die gemeinsame Zeit bedanken, die wir uns durch ein Stück Kuchen zu versüßen wussten.
- Ferner gilt mein Dank Frau Meike Hofmann, Frau Helena Baumbach und Frau Kalida Mansouri, die mich während eines Praktikums bei Boehringer Ingelheim bei meinen Experimenten immer tatkräftig und engagiert unterstützt haben und dabei so einige Systemabstürze des Messsystems miterlebt haben.
- Ich möchte mich auch bei den elektronischen, den mechanischen Werkstätten und der Schreinerei von Boehringer Ingelheim bedanken. Die Mitarbeiter haben viele Bauteile für meine durchgeführten Versuche zeitnah angefertigt. Besonders bedanken möchte ich mich hier bei Herrn Andreas Dorsheimer aus den mechanischen Werkstätten, der meine Aufträge entgegengenommen hat und dabei häufig gute Ideen für bessere Konstruktionen der Bauteile hatte.
- Zudem bedanke ich mich bei Herrn Dr. Herbert Wachtel, Herrn Dr. Helmut Bender und Herrn Joachim Eicher von Boehringer Ingelheim für die Möglichkeiten, dass ich meine Ergebnisse immer wieder auf Konferenzen mit Postern oder Vorträgen präsentieren durfte.
- Auch meiner Freundin, Stefanie Wanka, möchte ich herzlich danken. Sie hat mich während des Studiums immer wieder motiviert, unterstützt und in stressigen Zeiten wieder aufgebaut. Ihr gilt zudem Dank, da sie mir bei der Erstellung von Postern und Vorträgen mit ihrem Rat geholfen hat.
- Zuletzt, aber dafür umso mehr, möchte ich meinen Eltern danken. Sie haben mir das Studium erst ermöglicht und mich immer wieder ermutigt diesen Weg weiter zu gehen. Ein spezieller Dank gilt hier auch meiner Mutter und meiner Schwester, die immer wieder verschiedene Texte von mir Korrektur gelesen haben.

Inhalt des beigelegten, digitalen Mediums

Dieser Arbeit wurde eine Blue-Ray Disk beigelegt. Auf diesem Medium wurden verschiedene Videos hinterlegt, auf die innerhalb dieser Arbeit verwiesen wird. Der Inhalt der Disk wurde so konvertiert, dass eine Betrachtung über jedes Blue-Ray fähige Abspielgerät möglich ist. Um die für diese Geräte optimale Auflösung nutzen zu können, wurden die Videos basierend auf dem Full High-Definition Standard mit einer optimalen Bildhöhe von 1080 px ausgelegt. Um die verschiedenen Videos auffinden zu können, wurde der Inhalt nach den entsprechenden Kapiteln sortiert. Zudem befindet sich ein Ordner „Videos_fuer_Computer“ auf diesem Medium, in dem diese Videos im Xvid-Videoformat hinterlegt sind und somit über einen Computer betrachtet werden können. Die folgende Liste zeigt detailliert den Inhalt der Disk:

- Aufnahme der Partikeltrajektorie
 - Auswertung der Streulicht-Partikelzählung (Kapitel (Kap.) 4.1.3.1, kurz: Partikelzählung)
 - * Glas_275_10_VG__B1
 - * Glas_275_10_VG__B2
 - * Glas_275_10_XX__B1
 - * Glas_275_10_XX__B2
 - Auswertung der Bildaufnahmen (Kap. 4.1.4, kurz: Bildaufnahme)
 - * Keramik_275_10_VG_Mikro
 - * Glas_275_10_X_Mikro
 - * Keramik_150_10_X_Mikro
 - * Laktose_275_10_X_Mikro
 - * Glas_275_3-6_X_Mikro
 - * Glas_275_10_X_Ende_Mikro
 - * Laktose5um_275_10_VG_Mikro
 - * Laktose5um_275_10_VG_B1
 - * Glas_275_10_Deaglo_Mikro
 - * Glas_275_10_Wirbel_Mikro
- normaler Partikelkontakt (Kap. 4.2.1, kurz: Partikelkontakt)
 - Stoss_1_Part_05um_noDamp
 - Stoss_1_Part_40um_noDamp
 - Stoss_1_Part_05um_Damp0-25
 - Stoss_1_Part_40um_Damp0-25
 - Stoss_2_Part_Stapel_noDamp
 - Stoss_2_Part_Stapel_Damp0-25
 - Stoss_2_Part_seitlich_noAdhesion
 - Stoss_2_Part_seitlich_vdW62zJ_noDamp
 - Stoss_2_Part_seitlich_vdW62zJ_Damp_0-25
- Umströmung eines Partikels (Kap. 3.3.3.2, kurz: Umströmung)
 - Umstroem_Rotation_1m-s
 - Umstroem_Rotation_4m-s
 - Umstroem_Translation_4m-s
- Simulation der Dispersion von einer Pulverschüttung (kurz: Dispersion)
 - Dispersion_Setzvorgang_Vorberechnung

-
- Dispersion_FarbeGeschwindigkeit_Fluss0-005mps
 - Dispersion_FarbeGeschwindigkeit_Fluss2mps
 - Dispersion_FarbeGeschwindigkeit_Fluss4mps
 - Dispersion_FarbeGeschwindigkeit_Fluss6mps
 - Dispersion_FarbeGeschwindigkeit_Fluss8mps
- Dynamik in Düsen und an Impaktionswänden(kurz: Düse & Impaktion)
 - Simulation_Duese_Glas_1
 - Simulation_Duese_Glas_2
 - Glas_275_10_Duese_OHNE
 - Simulation_Wand_Glas_1
 - Glas_275_10_Wand_Duese

Alle auf dem digitalen Medium enthalten Videos wurden von mir selbstständig im Rahmen dieser Arbeit angefertigt.

Formelverzeichnis

Die in dieser Arbeit verwendeten Größen und Einheiten wurden entsprechend der deutschen oder internationalen Industrie Normen gewählt. In der folgenden Tabelle sind diese unter der Angabe der Norm aufgelistet.

Formelzeichen	Defintion & Bezugsgröße
Mathematische Formelzeichen	
\vec{a}	Vektor $\vec{a} = (a_x, a_y, a_z)$
$ \vec{a} $	Betrag eines Vektors: $ \vec{a} = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2}$
A	Fläche: $A = \int \int dx \cdot dy = \int dA$
\vec{e}_a	Einheitsvektor in der Richtung von a
$\frac{df}{dx}$	Ableitung von f nach x
$\frac{d^n f}{dx^n}$	n-te Ableitung von f nach x
$\frac{\partial f}{\partial x}, \partial_x f$	partielle Ableitung von f nach x
Δf	finites Inkrement: $\Delta x = x_2 - x_1$
δ_{ij}	Kronecker Delta: $\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = k \\ 0 & i \neq k \end{cases}$
ϵ_{ijk}	Levi-Civita Symbol
∇^2	Laplace: $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$
∇	Nabla Operator: $\nabla = \sum_i \vec{e}_i \frac{\partial}{\partial x_i}$
r, ϕ, z	Zylinderkoordinaten: $\vec{x} = \begin{pmatrix} r \cos(\phi) \\ r \sin(\phi) \\ z \end{pmatrix}$
r, ϕ, θ	Kugelkoordinaten: $\vec{x} = \begin{pmatrix} r \sin(\theta) \cos(\phi) \\ r \sin(\theta) \sin(\phi) \\ r \cos(\theta) \end{pmatrix}$
V	Volumen: $V = \iiint dx \cdot dy \cdot dz = \int dV$
x, y, z	kartesische Koordinaten
Lateinische Formelzeichen	
\vec{a}	Beschleunigung: $\vec{a} = d\vec{v}/dt = d^2\vec{x}/dt^2$
A_H	Hamaker Konstante
c_0	Vakuumslichtgeschwindigkeit: $c_0 = 2,997\,924 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
c_W	Widerstandsbeiwert: $c_W = \frac{ \vec{F}_W }{p_k A}$
d, D, x	Durchmesser
D	Federsteifigkeit
e	Elementarladung (Naturkonstante): $e = 1,6022 \times 10^{-17} \text{ C}$
Fortsetzung nächste Seite	

(Forts.)

Formelzeichen	Definition & Bezugsgröße
E	Elastizitätsmodul: $E = \sigma/\epsilon$
E	Energie: $E = T + V$
f	Brennweite eines zentrierten optischen Systems
\vec{F}	Kraft: $\vec{F} = d\vec{p}/dt$
G	Dämpfung
h, H	Höhe
i	Index der Grössenklasse mit der oberen Intervallgrenze $x_{\xi,i}$
I	Stromstärke (SI Einheiten)
J	Trägheitsmoment: $J = \int_m r^2 dm$
l, L	Länge (SI Einheiten)
\vec{L}	Drehimpuls
m	Masse (SI Einheiten)
$M_{k,r}$	Moment: $M_{k,r} = \int_{\min}^{\max} x^k q_r(x) dx$ k : Exponent
\vec{M}	Drehmoment: $\vec{M} = \vec{r} \times \vec{F}$
n	Brechungsindex
N, n	Anzahl ($N \in \mathbb{N}$)
p	Druck: $p = dF/dA$
\vec{p}	Impuls: $\vec{p} = m \cdot \vec{v}$
P	Leistung: $P = \frac{dW}{dt}$
p_k	kinetischer Druck: $p_k = 1/2 \rho_F \vec{v}^2$
Q, q	elektrische Ladung: $Q = \int I dt$
q_m	Massenflussrate: $q_m = \frac{dm}{dt}$
q_V	Volumenflussrate: $q_V = \frac{dV}{dt}$
q_r	Verteilungsdichte: $q_r(x) = \frac{dQ_r(x)}{dx}$ $r = 0$: Anzahl-Verteilungsdichte $r = 3$: Volumen-Verteilungsdichte
Q_r	Verteilungssumme: $Q_{r,i} = \sum_{v=1}^i \Delta Q_{r,v}$ Jeder Punkt der Verteilungssumme gibt die relative Menge von Partikeln kleiner oder gleich x_i an. $r = 0$: Anzahl-Verteilungssumme $r = 3$: Volumen-Verteilungssumme
Re	Reynoldszahl: $Re = \frac{\rho_F v l}{\eta} = \frac{v l}{\nu}$
s	Standardabweichung: $s = \frac{1}{\sqrt{n-1}} \sqrt{\sum_i (x_i - \bar{x})^2}$
s_g	geometrische Standardabweichung: $s_g = \exp(s) = \frac{x_{84,r}}{x_{50,r}} = \frac{x_{50,r}}{x_{16,r}}$
Fortsetzung nächste Seite	

(Forts.)

Formelzeichen	Definition & Bezugsgröße
t	Zeit (SI Einheit)
T	Periodendauer
\vec{u}	Strömungsgeschwindigkeit: $\vec{u} = (u, v, w)^T$
U	elektrische Spannung, elektrische Potentialdifferenz: $U = V_1 - V_2$ $V_{1,2}$: elektrische Potentiale an den Punkten 1, 2
\vec{v}	Geschwindigkeit: $\vec{v} = d\vec{x}/dt$
V	potentielle Energie
W	Strahlungsenergie
x_ξ	Äquivalenzdurchmesser des Partikels im Vergleich mit einer Kugel $\xi = P$: gleicher Projektionsfläche $\xi = S$: gleicher Oberfläche $\xi = V$: gleichen Volumens
x_{\min} & x_{\max}	kleinste/größte Partikelgröße unterhalb/oberhalb der keine Partikel existieren oder gemessen werden konnten
x_i & x_{i-1}	Obergrenze/Untergrenze eines Partikelgrößenintervalls
$\bar{x}_{k,r}$	mittlerer Partikeldurchmesser: $\bar{x}_{k,r} = \sqrt[k]{M_{k,r}}$
$x_{a,r}$	Verteilungsmerkmal bei der die Verteilungssumme Q_r den Wert a annimmt: $Q_r(x_{a,r}) = \int_{x_{\min}}^{x_{a,r}} q_r(x) dx = a$ Median $x_{50,r}$ bei $Q_r = 0,5$ Quartile $x_{25,r}$ bei $Q_r = 0,25$ Quartile $x_{75,r}$ bei $Q_r = 0,75$ $x_{16,r}$ Partikelgröße bei $Q_r = 0,16$ $x_{84,r}$ Partikelgröße bei $Q_r = 0,84$
Griechische Formelzeichen	
$\alpha, \beta, \theta, \phi$	Winkel
γ	Oberflächenenergie
$\Delta\gamma$	Adhäsionsarbeit (gegeben durch Dupré-Gleichung: $\Delta\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_{12}$)
ϵ	lineare Dehnung: $\epsilon = \Delta l/l_0$
ϵ_P	Porosität: $\epsilon = 1 - \frac{\rho_S}{\rho}$
ϵ_0	elektrische Feldkonstante: $\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c_0^2} \Rightarrow \epsilon_0 = 8,854\,187\,818 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$ μ_0 : magnetische Feldkonstante c_0 : Vakuumlichtgeschwindigkeit
ϵ_r	Permittivitätszahl des Mediums
η	dynamische Viskosität
Fortsetzung nächste Seite	

(Forts.)

Formelzeichen	Definition & Bezugsgröße
Θ	Temperatur (SI Einheit)
ϑ	Celsius Temperatur
λ	Wellenlänge: $\lambda = \frac{c}{\nu}$
μ	Reibungskoeffizient
μ_H	statischer Reibungskoeffizient
μ_G	dynamischer Reibungskoeffizient
$\vec{\mu}$	elektrische Dipolmoment: $\vec{\mu} \times \vec{E} = \vec{M}$
ν, f	Frequenz: $\nu = 1/T$
ν	kinematische Viskosität: $\nu = \eta/\rho$
ρ, ρ_F	Dichte: $\rho = dm/dV$ ρ : Partikeldichte (materialabhängig) ρ_F : Fluiddichte (materialabhängig, kompressionsabhängig) ρ_S : Schüttdichte (pulverabhängig)
ρ_e	Ladungsdichte: $\rho_e = \frac{dQ}{dV}$
σ	Normalspannung: $\sigma = dF_n/dA$ (F_n : Normalkraft)
τ	Scherspannung: $\tau = dF_t/dA$ (F_t : Tangentialkraft)
ν	Poisson Zahl: $\nu = \Delta\delta/\Delta l$
Ψ	Plastizitätsindex
$\vec{\omega}$	Winkelgeschwindigkeit: $\vec{\omega} = d\phi/dt \cdot \vec{e}_\phi$ \vec{e}_ϕ zeigt entlang der Rotationsachse in der Richtung in der die Rotation im Uhrzeigersinn läuft.

Die Definition der in dieser Arbeit verwendeten Formelzeichen und Einheiten basiert auf den folgenden Normen:

- ISO 80000-2: [International Organisation for Standardization 2009]
- ISO 80000-3: [International Organisation for Standardization 2006a]
- ISO 80000-4: [International Organisation for Standardization 2006b]
- ISO 80000-5: [International Organisation for Standardization 01.05.2007]
- ISO 80000-6: [DIN Deutsches Institut für Normung e.V. (2006b)]
- ISO 80000-7: [International Organisation for Standardization (2008b)]
- ISO 80000-11: [International Organisation for Standardization (2008a)]
- DIN 66161: [DIN Deutsches Institut für Normung e.V. 1985]
- DIN ISO 9276-1: [DIN Deutsches Institut für Normung e.V. 2004]
- DIN ISO 9276-2: [DIN Deutsches Institut für Normung e.V. 2006a]
- ISO 9276-5: [International Organisation for Standardization 2005]
- DIN 1304-5: [DIN Deutsches Institut für Normung e.V.]

Angabe von Messergebnissen und Ungenauigkeiten

In dieser Arbeit wird durch verschiedene Experimente versucht, den wahren Wert u_w einer Größe u zu messen. Da dies aber nicht ohne eine Messungenauigkeit Δu möglich ist, kann nur der gemessene, richtige Wert u_M angegeben werden. Die Ungenauigkeit wird in dieser Arbeit mit einer Streubreite von 1σ angegeben unter der Annahme einer Normalverteilung der Messwerte. Unter dieser Voraussetzung kann davon ausgegangen werden, dass der wahre Wert mit einer Wahrscheinlichkeit von 68,27 % innerhalb der angegebenen Ungenauigkeit liegt.

Die Angabe des Messwertes und der Ungenauigkeit erfolgt in dieser Arbeit über zwei Möglichkeiten, wobei zur besseren visuellen Darstellung im Folgenden auf die Indizierung des Messwertes u_M verzichtet wird. Beide Angaben sind nach [DIN Deutsches Institut für Normung e.V. 1996, 2005, 1999, 1995] gewählt:

$$u = (u_M \pm \Delta u)$$

oder: $u = u_M \text{ und } \Delta u$

Abkürzungsverzeichnis

3-d	dreidimensional
AFM	Atomic Force Microscopy
ASCII	American Standard Code for Information Interchange
AD-Wandler	Analog-Digital-Wandler
CAD	Computer-Aided Design
CFD	Computational Fluid Dynamic
CMOS	Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
CPU	Computer-Recheneinheit
DA-Wandler	Digital-Analog-Wandler
DEM	Diskrete Elemente Modell
DMT	klassische Theorie des adhäsiven Kontaktproblems von Derjaguin, Müller & Toporov (von 1975)
dp	doppelte Berechnungsgenauigkeit
DPI	Dry Powder Inhaler
DPM	Diskrete Phasen Modell
DSP	digitaler Signal-Prozessor
FFT	Fast Fourier Transformation
inj-Datei	Injection-Datei zur Definition der Partikelstartbedingung der numerischen Berechnung
JKR	klassische Theorie des adhäsiven Kontaktproblems von Johnson, Kendall & Roberts (von 1971)
lam	laminares Turbulenzmodell
MD	Maugis-Dugdale-Modell des adhäsiven Kontaktproblems
MLR	multi-lineare Regression
MOPA	Master Oscillator Power Amplifier
msh-Datei	Mesh-Datei zur Definition der Strömungsgeometrie der numerischen Berechnung
pbns	Löser für die druck-basierten Navier-Stokes-Gleichungen
pin	positive intrinsic negative
PS	Polystyrol
px	Pixel
SQL	Structured Query Language
SST	Shear Stress Transport
sstkw	$k\omega$ -Turbulenzmodell (Modell aus Gleichungen) mit Betrachtung des Scherspannungstransports
TIFF	Tagged Image File Format
TTL	Transistor-Transistor Logik
UDF	User Defined Functions
Xvid	Video-Dateiformat
YDFA	Ytterbium-dotierte Faserverstärker



1 Einführung

1.1 Motivation und Zielsetzung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der numerischen Simulation und den experimentellen Untersuchungen des Verhaltens von Aerosolen in einer Strömung. Ein Aerosol ist nach [Hinds 1999] als eine Suspension von festen Partikeln oder flüssigen Tröpfchen und einem Fluid definiert. Typische Beispiele für solche Aerosole sind Staubpartikel in der Luft, sowie Nebel- oder Wolkenpartikel, die aus festen und wässrigen Tröpfchen bestehen. Die Partikel in einem Aerosol können zum einen ganz unterschiedliche Durchmesser aufweisen und zum anderen aus den unterschiedlichsten Substanzen bestehen, wie es die Zusammenstellung in Abbildung (Abb.) 1.1 verdeutlichen soll.

Aber trotz dieser Unterschiede der Aerosole wird die Dynamik aller Partikel durch die immer gleichen Kräfte beeinflusst, die im folgenden Kapitel näher erläutert werden. Daher wird es möglich, mit nur einem einzigen Modell das Verhalten und damit die Bewegung der Partikel in allen Aerosolen zu beschreiben. Die hier angesprochenen Kräfte werden einerseits durch direkte Wechselwirkungen zwischen den Partikeln hervorgerufen. Andererseits ist ein Aerosol eine Suspension, so dass Partikel von einem Fluid umgeben sind, das auch Kräfte auf die Partikel ausüben kann. Dies bedeutet für die Beschreibung der Partikelbewegung durch ein Modell, dass dieses auch die Wechselwirkung der Partikel mit dem Fluid berücksichtigen muss. Dabei können die Partikel mit dem Fluid Impuls (direkte Bewegungsänderung), Masse (z. B. Verdampfen oder Kondensation) oder Energie (z. B. Wärmeabgabe) austauschen. Daraus lässt sich schließen, dass das Modell diese Wechselwirkungen als eine Zwei-Wege-Kopplung betrachten muss, um die Erhaltungsgrößen korrekt zu erfassen. Also muss es die Wirkung vom Fluid auf die Partikel (z. B. das Beschleunigen der Partikel) und die Rückwirkung auf das Fluid (z. B. das Abbremsen des Fluids) berücksichtigen.

Bei der Entwicklung eines solchen Modells entstehen einige Besonderheiten, wenn das zu beobachtende Aerosol aus Feststoffpartikeln besteht. Denn dort kann es zwischen den Partikeln zur Ausbildung adhäsiver Anziehungskräfte kommen, durch die sich die Partikel bis zum Kontakt anziehen können. Es bildet sich ein Partikel-Cluster, ein festes Agglomerat mit einer unregelmäßigen Form [Hinds 1999; Rumpf 1974]. Zudem sammeln sich im Einfluss eines äußeren Kraftfelds diese Partikel auch auf und bilden eine Pulverschüttung [Schulze 2009]. Diese Besonderheiten beruhen auf dem Vermögen der festen Partikel aneinander zu stoßen und sich dabei nicht zu vereinen. Bei einem solchen Stoß ändert sich die Partikeldynamik entscheidend, wobei der Ausgang eines solchen Stoßes von physikalischen Eigenschaften, wie z. B. der Elastizität der stoßenden Materialien, abhängig ist. Damit ist die Entwicklung eines Modells gerade für solche Aerosole aus festen Partikeln eine Herausforderung, da es dort einer korrekten Betrachtung des Partikelstoßes bedarf.

In vielen Wissenschaften spielen Pulver und Aerosole eine große Rolle, wie zum Beispiel in der Geologie (Bewegung von Sanddünen oder Lawinen), der Meteorologie (der Bewegung von Partikeln in der Atmosphäre) oder im Umweltschutz (Bewegung und Ablagerung von Abgaspartikeln). Daher ist es wichtig, das Partikelverhalten in diesen Systemen zu verstehen und auch modellieren zu können. In der inhalativen, medizinischen Therapie kommt dieser Beschreibung von Pulver- und Aerosolpartikeln aber eine ganz besondere Bedeutung zu. Bei dieser Therapiemethode wird ein Medikament in Form eines Aerosols vom Patienten inhaliert. Je nach Größe der eingeatmeten Partikel erreichen diese unterschiedliche Bereiche der Atemwege des Patienten, wo diese dann wirken können [Voshaar u. a. 2005]. Das Wirkstoffaerosol wird dabei von einem Inhalator für den Patienten erzeugt. Man unterscheidet dabei zwischen Flüssiginhalatoren (wie z. B. Druckgas-Inhalatoren) und Pulverinhalatoren (Dry Powder Inhaler (DPI), wie z. B. der HandiHaler von Boehringer Ingelheim Pharma GmbH & Co. KG), bei denen es von besonderer Bedeutung ist, das Partikelverhalten der festen Partikel im Größenbereich von $1\mu\text{m}$ bis $40\mu\text{m}$ zu verstehen [Begat u. a. 2004b,a] (siehe Abb. 1.1). Dies wird durch eine Betrachtung der Abb. 1.2 verdeutlicht, die ein Schema der Funktionsweise eines solchen DPI zeigt. Zunächst muss in den meisten kommerziell erhältlichen DPIs der Patient eine Luftströmung erzeugen, die an einer Pulverschüttung vorbeiströmt und dort die Partikel aus der Pulverschüttung dispergiert. Neben einzelnen Partikeln heben dabei auch Agglomerate ab, die von der Strömung

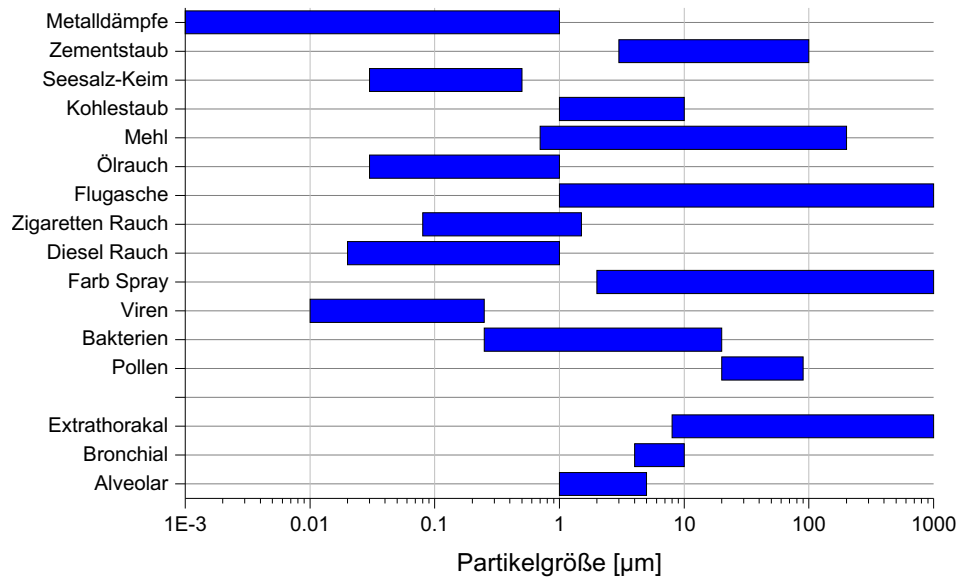


Abbildung 1.1: Zusammenstellung von Beispielen für verschiedene Aerosole und deren typische Partikelgrößenbereiche ([Hinds 1999] S. 9), sowie eine Liste der verschiedenen respiratorischen Partikeldepositionsorte ([Voshaar u. a. 2005] S. 23f.).

deagglomeriert werden müssen. Jedoch ist die erzeugbare Luftströmung durch die Atmung des individuellen Patienten begrenzt, der zudem bedingt durch seine Krankheit, häufig eine eingeschränkte Atmung aufweist. Bei der Entwicklung der DPIs ist es daher essentiell, den Verlauf und die Geometrie der Luftströmung im Inhalator so zu beeinflussen, dass das Dispersionsverhalten der Partikel aus der Schüttung und das Deagglomerieren der Partikel optimiert wird [Becker und Wachtel 2008; Becker u. a. 2008]. In der Abbildung 1.2 ist hierzu beispielhaft eine Wirbelkante zum Auflösen der Pulverschüttung und eine Wandimpaktion zur Zerstörung der Agglomerate gezeigt. Ist es nun möglich, das Partikelverhalten in der Pulverschüttung, bei der Dispersion und beim Deagglomerieren richtig zu modellieren, so kann die Entwicklung und Optimierung eines DPIs schneller und kostengünstiger durchgeführt werden, da verschiedene Geräte ohne eine Prototypenherstellung überprüft werden können. Ziel dieser Optimierung sollte es dabei sein auch für Patienten mit einer eingeschränkten Atmung eine möglichst ideale Dispergierung und Deagglomeration der Partikel zu gewährleisten [Becker und Wachtel 2008; Becker u. a. 2008]. Zudem findet die numerische Berechnung im pharmazeutischen Bereich eine immer größere Bedeutung, da es neben der Optimierung auch immer wichtiger wird, ablaufende Prozesse zu verstehen [Lewis u. a. 2005; Michrafy u. a. 2002/11/05; Boer u. a. 2003; Wong u. a. 2011]. Daher ist das Ziel dieser Arbeit die Entwicklung eines ersten, einfachen Ansatzes eines Partikelmodells zur Beschreibung des Partikelverhaltens in einer Pulverschüttung, beim Abheben von dieser und bei der Bewegung der Partikel als Aerosol. Dieses Modell soll auf Basis theoretischer Betrachtungen entwickelt und anschließend sowohl numerisch, als auch experimentell überprüft werden.

Ein Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit der Implementierung des Modells in einen numerischen Löser als eine Erweiterung eines einfachen Partikelmodells, so dass es zur Optimierung und Entwicklung von Inhalatoren verwendet werden kann. Hierbei soll die generelle Machbarkeit einer solchen Pulver- und Aerosolsimulation überprüft und erste Probleme identifiziert werden. Da es sich bei einem Feststoff-Aerosol um eine Suspension von Partikeln und Fluid handelt, muss dieser Löser die Bewegung beider Phasen und der Interaktion richtig beschreiben (siehe Tabelle (Tab.) 1.1).

Da in einem Inhalator aufgrund sehr kleiner Strömungskanäle und hoher Strömungsgeschwindigkeit die korrekte, numerische Berechnung der Strömungsdynamik (kontinuierliche Phase) sehr entscheidend ist, muss der Löser diese zuverlässig lösen können. Daher ist es hier sinnvoll auf einen kommerziell erhältlichen Strömungsdynamik-Löser zurückzugreifen [Becker u. a. 2009a; Becker 2009]. Häufig haben diese Löser ein-

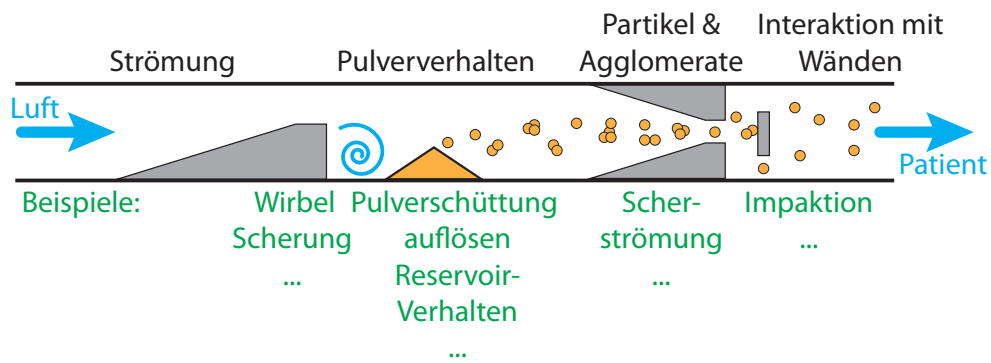


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Dry Powder Inhaler mit den wichtigsten Vorgängen, die ein Modell beachten müsste (Fluidströmung, Pulver-, Partikel-, Agglomeratverhalten und deren Interaktion mit den Wänden).

Tabelle 1.1: Modellbeschreibung

STRÖMUNGSDYNAMIK:

- Navier-Stokes Gleichung
- finite Volumen-Löser
- kontinuierliche Phase

WECHSELWIRKUNG:

← Austausch von Impuls, Masse und Energie →

PARTIKELDYNAMIK:

- Euler-Lagrange Gleichung
- diskrete Elemente-Modell
- diskrete, disperse Phase

fache Partikelmodelle integriert, die allerdings nur von der Betrachtung geringer Partikeldichten ausgehen und daher die Interaktionen zwischen den Partikeln nicht berücksichtigen. In diese Löser können aber zusätzlich Kräfte implementiert werden, so dass diese neuen Interaktionen berücksichtigt werden können.

Wie das folgende Kapitel erläutert, ist es für die korrekte Berechnung der Partikeldynamik sehr wichtig, die grundlegendsten physikalischen Eigenschaften der Partikel und Pulver zu kennen, da diese maßgebend für deren Dynamik sein werden. Hierzu ist es notwendig, eine Vielzahl von Experimenten durchzuführen, um alle nötigen Partikel- und Pulverparameter zu bestimmen. Da diese Vielzahl von Versuchen den Rahmen dieser Arbeit übersteigen würde, wurden in dieser Arbeit nur die zunächst wichtigsten Parameter, wie die Größenverteilung und die tribologischen Eigenschaften der Partikel, mit einigen kleinen Versuchen untersucht. Zudem wurden aus der Literatur bekannte Materialeigenschaften der Pulver verwendet.

Der andere Teil dieser Arbeit beschäftigt mit der experimentellen Überprüfung und Optimierung der entwickelten Modellerweiterung. Um dies zu bewerkstelligen, muss es experimentell ermöglicht werden, die Dynamik der Partikel messen und visualisieren zu können [Becker u. a. 2009a]. Die Partikeltrajektorien sollten dann vergleichbare Eigenschaften mit denen des Lösert zeigen. Um die Dynamik der Partikel aufnehmen zu können, soll im Rahmen dieser Arbeit ein Versuch zur schnellen Bildaufnahme entwickelt und aufgebaut werden. Damit sollen erste Versuche zur Überprüfung der Modelle durchgeführt werden. Zunächst soll speziell das Abheben (die Dispersion) der Partikel von einer Pulverschüttung untersucht werden. Hierbei soll neben der Modellüberprüfung auch ein allgemeines Verständnis über die Partikeldispergierung gewonnen werden, das auch zur Verbesserung der Funktionsweise von DPIs verwendet werden kann. Außerdem sollen erste Messungen zur Untersuchung der Deagglomeration in Düsen und bei der Impaktion von Partikeln mit einer Wand vorgenommen werden. Auch dieses Verhalten sollte numerisch durch die Modellerweiterung berechenbar und die Partikeldynamiken zwischen Simulation und Experiment vergleichbar sein.



2 Theorie und Simulationsmodelle

Zur Entwicklung eines Partikelmodells zur Beschreibung von festen Partikeln in einem Aerosol mit geringen Partikeldichten und in einer Schüttung mit hohen Dichten, ist es essentiell, einen theoretischen Einblick in die Wechselwirkungen, die die Partikeltrajektorien beeinflussen, zu finden. Da ein Aerosol eine Suspension aus Partikeln und Fluid ist, muss dies sowohl für die Partikel- als auch die Fluid-Wechselwirkung geschehen. Für die Partikelbewegung im Pulver und Aerosol sind folgende Wechselwirkung wichtig:

- Partikel/Partikel-Wechselwirkung:
 - Partikel/Partikel- oder Partikel/Wand-Kontakt (Kap. 2.1)
 - Tribologie (Kap. 2.2)
 - Adhäsionskräfte (Kap. 2.4)
 - Rotation & Rollen (Kap. 2.3)
- Partikel/Fluid-Wechselwirkung (Kap. 2.5):
 - Strömungswiderstandskraft
 - Strömungsänderung in der Umgebung eines Partikels
 - Strömung über einem Pulverbett

Da der in dieser Arbeit verwendete Löser (Ansys Fluent, Ansys Inc.) alle nötigen Modelle zur Berechnung der Strömungsdynamik implementiert hat, wird im Folgenden darauf nicht näher eingegangen. Außerdem werden zunächst die Partikel bei der folgenden theoretischen Betrachtung eines Partikelmodells als sphärische Kugeln angenommen. Diese starke Vereinfachung ist sicherlich für einen Großteil aller realen Pulver (wie z. B. Mehl oder Laktose) nicht zutreffend, jedoch können zum einen Kugeln besser algebraisch beschrieben werden, so dass man ihre Trajektorien gut mit den gezeigten Geometrien berechnen kann. Daher verwenden viele Löser (wie z. B. Ansys Fluent) zur Berechnung der Partikeltrajektorien gerade diese einfachen Kugelpartikel. Zum anderen kann für ungleichförmige Pulver die Annahme getroffen werden, dass das Partikelverhalten im Mittel durch eine gemittelte sphärische Partikelform beschrieben werden kann. Wie man mit den gleichen Modellen auch andere Partikelformen berechnen kann, wird im Kap. 2.6 gezeigt.

2.1 Kontakt-Modelle

Kommt es zu einem Stoß zwischen Partikeln oder einem Partikel und einer Wand, sind diese im Kontakt. Die Partikel verformen sich dabei elastisch, so dass die relative Bewegungsenergie der Partikel in Verformungsenergie überführt wird. Anschließend formen sich die Partikel zurück, die Verformungsenergie wird dabei wieder in Bewegungsenergie umgesetzt. Dadurch ändert sich die Geschwindigkeit der Partikel. Daher ist es für die Bestimmung der Trajektorien sehr entscheidend die Kontaktproblematik richtig zu beschreiben. Zur Vereinfachung wird im Folgenden zunächst nur ein Normalkontaktproblem betrachtet. Hierbei handelt es sich um zwei Körper, die durch die Anpresskräfte senkrecht zu ihrer Oberfläche in Berührung gebracht werden und sich dabei elastisch verformen. Aufgrund der elastischen Verformung kann man nun den Stoß physikalisch beschreiben. Zur weiteren Vereinfachung wird zunächst angenommen, dass im Kontakt keine Reibungskräfte wirken.

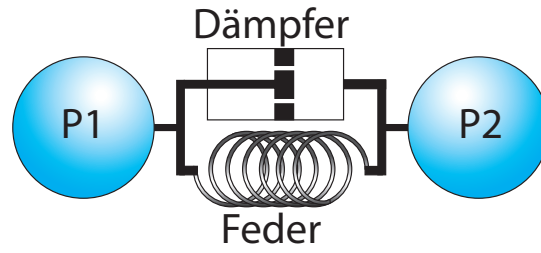


Abbildung 2.1: Vereinfachte Darstellung des Feder-Dämpfer-Modells.

2.1.1 Feder-Dämpfer-Modell

Das Feder-Dämpfer-Modell ist das einfachste Modell zur Beschreibung eines Kontaktproblems. Die Vereinfachung wird dadurch erzeugt, dass die elastischen Materialeigenschaften im Kontakt reduziert werden auf die Eigenschaften einer linearen Feder. Diese Feder hat eine Steifigkeit D , die definiert ist über die wirkende Federkraft F_F bei einer linearen Verschiebung Δx zur Ruhelage der Feder x_0 :

$$F_F(x(t)) = D \cdot \Delta x = D \cdot (x(t) - x_0) \quad (2.1)$$

Da bei der linearen Feder während der Kompression und der Dekompression immer die gleichen Kräfte wirken und alle Energieformen ohne Verlust ineinander überführt werden, gibt es in einem solchen Kontakt keine Energiedissipation. Die Bewegungsenergie vor und nach dem Stoß ändert sich also nicht. Dieser Stoß wird dann elastisch genannt. Um auch einen inelastischen Stoß simulieren zu können, wird eine Stoßzahl k eingeführt (nach [Luding 1994/10/28]), die die relative Partikelgeschwindigkeit vor dem Stoß Δv und nach dem Stoß $\Delta v'$ zueinander in Beziehung setzt:

$$\Delta v' = k \cdot \Delta v \quad (2.2)$$

Der Faktor k kann experimentell bestimmt werden und kann folgende Werte annehmen:

$$k = \begin{cases} 0 & \text{für einen vollkommen inelastischen Stoß} \\]0 \dots 1[& \text{für den realen Stoß} \\ 1 & \text{für einen elastischen Stoß} \end{cases}$$

Dieser Ansatz kann in eine Dämpfungskraft F_D mit dem Dämpfungsfaktor G überführt werden, der durch Lösen der Bewegungsgleichung eines Partikel/Partikel-Stoßes oder eines Partikel/Wand-Stoßes und der Definition 2.2 berechnet werden kann. Dies soll am Beispiel des Partikel/Wand-Stoßes gezeigt werden, wobei die Ruhelage der Feder als Abstand zwischen Partikel und Wand in ihrem ersten Kontaktpunkt definiert wird. Daraus folgt dann, dass $x_0 = 0 \Rightarrow \Delta x = x$. Dabei gilt für die Dämpfungskraft:

$$F_D(\dot{x}(t)) = G \cdot \dot{x}(t) \quad (2.3)$$

Die in diesem Modell wirkenden Kräfte können somit, wie in Abbildung 2.1 gezeigt, sehr einfach beschrieben werden. Aus diesen Kräften folgt für das Gleichgewicht während des Stoßes eines Partikels der Masse m_P mit einer Wand:

$$F = F_F + F_D = D \cdot x + G \cdot \dot{x}(t) = m_P \cdot \ddot{x}(t) \quad (2.4)$$

Dies ist die Bewegungsgleichung eines gedämpften Feder-Schwingung und hat die Lösung:

$$x(t) = x_A \cdot \exp\left(-\frac{G}{2m}t\right) \cdot \sin(\omega_F \cdot t + \phi_0) \quad \text{mit} \quad \omega_F = \sqrt{\frac{D}{m_P} - \frac{G^2}{4m_P^2}} \quad (2.5)$$

Der Stoß beginnt bei der ersten Berührung in der Ruhelage $x(0) = 0 \Rightarrow \phi_0 = 0$ und hat zu diesem Startzeitpunkt die Geschwindigkeit v_0 :

$$\dot{x}(0) = v_0 \Rightarrow x_A = \frac{v_0}{\omega_F} \quad (2.6)$$

Dabei ist x_A die maximale Federauslenkung während des Stoßes. Die Stoßzeit t_S , also die Dauer eines Stoßes, ergibt sich aus der Zeit, bis die Ruhelage erneut erreicht wird für $t > 0$:

$$x(t > 0) = 0 \Rightarrow \sin(\omega \cdot t) = 0 \Rightarrow t_S = \frac{\pi}{\omega_F}$$

$$t_S = \frac{\pi}{\sqrt{\frac{D}{m_P} - \frac{G^2}{4m_P^2}}} \quad (2.7)$$

Zu diesem Zeitpunkt hat das Partikel die Geschwindigkeit:

$$\dot{x}(t_S) = -v_0 \cdot \exp\left(\frac{\pi \cdot G}{\sqrt{4 D m_P - G^2}}\right) \quad (2.8)$$

Unter der Annahme, dass die Wand ruht, kann mit der Formel 2.2 die gesuchte Dämpfung G bestimmt werden:

$$\Delta v' = \dot{x}(t_S) = k \cdot \Delta v = k \cdot \dot{x}(0) = k \cdot v_0$$

$$\Rightarrow G = \frac{2\sqrt{D m_P} \ln(k)}{\sqrt{\pi^2 + \ln(k)^2}} \quad (2.9)$$

Diese Formeln gelten für den Partikel/Wand-Kontakt, können aber auch für den Partikel/Partikel-Kontakt verwendet werden. Dazu ist es notwendig, die Partikelmasse durch die effektive Masse m_{eff} der beiden Partikelmassen m_1 und m_2

$$\frac{1}{m_{\text{eff}}} = \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \quad (2.10)$$

und die Startgeschwindigkeit v_0 durch die relative Partikelgeschwindigkeit $v_0 = v_2 - v_1$ zu ersetzen.

Die hier eingeführte lineare Verschiebung der Feder Δx würde bei der Betrachtung von sphärischen Partikeln einem Verdrücken der Oberflächen gleichkommen. Dieses Verdrücken der Flächen kann durch die Wahl des linearen Kraft-Modells ersetzt werden durch ein Überlappen der Partikel $\Delta x = |\vec{x}_2 - \vec{x}_1| - (R_2 + R_1)$, mit \vec{x}_1, \vec{x}_2 den Partikelpositionen und R_1, R_2 deren Radien. Diese Überlappung kann als Verformung der Feder Δx zur Berechnung der Stoßkraft verwendet werden. Dieses Feder-Dämpfer-Modell findet sehr starke Anwendung bei der Partikelsimulation, da dieser einfache Ansatz bei geringem Aufwand numerisch berechenbar ist und eine stabile Lösung liefert.

2.1.2 Hertz'scher Kontakt

Das Feder-Dämpfer-Modell ist nur ein sehr einfaches, lineares Modell, das die Elastizität der Stoßpartner nicht berücksichtigt. Die Elastizität und deren Auswirkung bei einem Normalkontakt wurden zuerst von Heinrich Hertz (1882) untersucht und beschrieben. Mit seinem Modell konnte der elastische Stoß ohne Adhäsion beschrieben werden.

Zur Berechnung der Kräfte in einem solchen Kontakt wird zunächst ein Halbraum (d.h. ein Raum, der durch eine unendliche Ebene begrenzt ist) aus einem elastischen Material betrachtet. Wird dieses Medium nun mit einer Kugel um die Länge x eingedrückt, wie es in Abbildung 2.2 gezeigt ist, so deformiert sich der Halbraum. Diese Deformation wird Verschiebung $\Delta \vec{r} = (r_x, r_y, r_z)^T$ der Oberfläche des Halbraums genannt, die durch eine bestimmte Anpresskraft hervorgerufen wird.

Hierzu wird zur Vereinfachung der Problematik die Halbraum-Näherung verwendet, bei der angenommen wird, dass die Oberflächen bei einem Kontakt in erster Näherung nicht gekrümmt und somit deren Steigungen viel kleiner als Eins ist. Dies bedeutet dann, dass das Kontaktgebiet sehr viel kleiner als

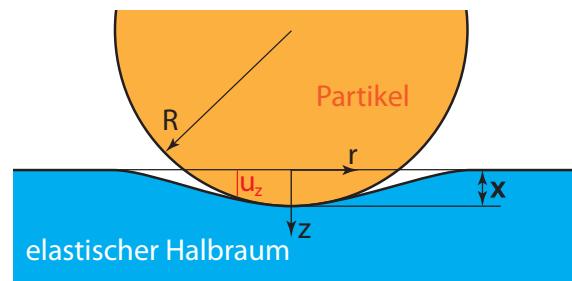


Abbildung 2.2: Ein Partikel drückt gegen einen elastischen Halbraum.

der Krümmungsradius der Kugel sein wird. Dadurch bleibt dann für den Normalkontakt nur noch die z-Projektion der Verschiebung r_z entscheidend.

Diese kann man berechnen durch die Normalspannungsverteilung. Die Hertzsche Druckverteilung in einem kreisförmigen Gebiet mit dem Kontaktradius a ist nach [Popov (2009)] definiert als:

$$p(r) = p_0 \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^{1/2}$$

Hierbei wurden Zylinder-Koordinaten (r, z) verwendet. Daraus ergibt sich die vertikale Verschiebung:

$$\begin{aligned} r_z &= \frac{1}{\pi E^*} \iint p(x', y') \frac{dx' dy'}{r} \\ r_z &= \frac{\pi p_0}{4 E^* a} (2a^2 - r^2) \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\text{mit } E^* = \frac{E}{1 - \nu^2} \quad (2.12)$$

dem Elastizitätsmodul E , dem Radius $r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}$ und der Poissonzahl ν . Für die Kraft folgt damit:

$$F = \int_0^a 2\pi r p(r) dr = \frac{2}{3} p_0 \pi a^2 \quad (2.13)$$

Aus einer geometrischen Betrachtung, wie sie in Abbildung 2.2 dargestellt ist, kann dann die Verschiebung der Punkte im Kontaktgebiet geometrisch beschrieben werden durch:

$$r_z = x - \frac{r^2}{2R} \quad (2.14)$$

Nun sollte a und p_0 so gewählt werden, dass beide Verschiebungen 2.11 und 2.14 gleich sind. Hierzu müssen a und x die Forderung erfüllen:

$$a^2 = \frac{\pi p_0 R}{2 E^*}, \quad x = \frac{\pi a p_0}{2 E^*}$$

Für den Kontaktradius a folgt daraus:

$$a^2 = R \cdot x \quad (2.15)$$

Durch die genannte Gleichsetzung der beiden Verschiebungen 2.11 und 2.14 kann der maximale Druck p_0 bestimmt werden:

$$p_0 = \frac{2}{\pi} E^* \left(\frac{x}{R}\right)^{1/2} \quad (2.16)$$

Somit ergibt sich durch Einsetzen der Gleichungen (Gln.) 2.18 und 2.16 in Gl. 2.13 die Normalkraft:

$$F_H = \frac{4}{3} E^* R^{1/2} x^{2/3} \quad (2.17)$$

Mit den beiden Gln. 2.16 und 2.17 kann der Kontaktradius auch in Abhängigkeit dieser Kraft bestimmt werden:

$$a = \left(\frac{3 F_H R}{4 E^*}\right)^{1/3} \quad (2.18)$$

Auch diese Kraft kann weiter verallgemeinert werden. Sind z. B. beide Körper elastisch, so bestimmt sich E^* durch:

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \quad (2.19)$$

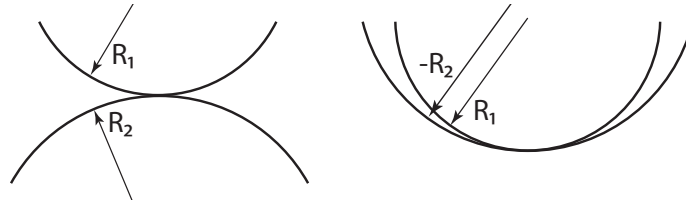


Abbildung 2.3: Hertzscher Kontakt für zwei gekrümmte Flächen. Auch ein negativer Krümmungsradius kann verwendet werden (s. rechts).

Dabei sind E_1 , E_2 die Elastizitätsmodule und ν_1 , ν_2 die Poissonzahlen der beiden Materialien. Für einen Partikel/Partikel-Stoß ersetzt sich erneut Partikelradius R durch:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (2.20)$$

Dies kann auch für einen negativen Krümmungsradius (siehe Abb. 2.3) so berechnet werden.

Ein Vergleich dieser Kraft mit der Federkraft aus Gl. 2.1 zeigt, dass die Kraft für ein elastisches Medium nicht linear ist zur Auslenkung. Stattdessen ist diese Kraft proportional zur Auslenkung $x^{2/3}$. Soll die Trajektorie eines Partikels bei einem Stoß im Hertzschen Kontaktmodell bestimmt werden, so muss zunächst die Bewegungsgleichung aufgestellt werden. Hierzu wird die Federkraft F_F in Gleichung 2.4 durch die Kraft F_H ersetzt. Für die entstandene Differentialgleichung lässt sich aber keine einfache allgemeine Lösung finden, so dass eine numerische Lösung zu bevorzugen ist. Auch für diese Lösung kann eine Stoßzeit t_s bestimmt werden. Ein Beispiel für eine solche numerische Lösung der Bewegungsgleichung ist in Abb. 2.9a für ein sphärisches $10\mu\text{m}$ Glas-Partikel ($E = 7 \times 10^{10} \text{ N m}^{-2}$, $\nu = 0,24$, $v_0 = 0,1 \text{ m s}^{-1}$) zu sehen. Die Stoßzeit wurde auf $t_s = 8,44242 \times 10^{-7} \text{ s}$ berechnet, was für einen Stoß im Hertz'schen Kontaktmodell eine typische Größe darstellt.

Um auch in einer Partikelsimulation einen Stoß als einen Hertz'schen Kontakt berechnen zu können, wurde von [Krugger-Emden u. a. (2007/02/26)] ein erweitertes Feder-Dämpfer-Modell eingeführt, dass eben diese nichtlinearen Eigenschaften beinhaltet. Hierzu definierten sie einen Kraftansatz:

$$\begin{aligned} F(x(t), \dot{x}(t)) &= F_F(x(t)) + F_D(\dot{x}(t)) \\ &= -\hat{D} x(t)^{3/2} - \hat{G} \dot{x}(t) x(t)^{1/4} \end{aligned}$$

Dabei wurde eine neue Federsteifigkeit \hat{D} und eine neue Dämpferkonstante \hat{G} eingeführt, die so gewählt wurde, dass:

$$\hat{D} = 3/4 E^* R. \quad (2.21)$$

Beide Parameter können auch experimentell bestimmt werden durch Messen der Stoßzeit t_s und der Stoßzahl k .

$$\begin{aligned} k &= \frac{\Delta v'}{\Delta v} = \chi_1 + (\Delta v + v_{00})^{-\chi_2} \\ t_s &= \chi_3 \Delta v^{-\chi_4} \end{aligned}$$

mit den Parametern χ_1 , χ_2 , χ_3 , χ_4 , die durch eine Regression zu bestimmen sind. Der konstante Parameter v_{00} dient dazu, dass die Bewegungsgleichungen auch bei einer Relativgeschwindigkeit $\Delta v = 0$ berechnet werden können. Aus diesen Parametern können \hat{D} und \hat{G} bestimmt werden:

$$\hat{D} = \frac{m ((\ln(\chi_1) - \chi_2 \ln(\Delta v + v_{00}))^2 + \pi^2)}{\chi_3 (\Delta v^{\chi_4})^2} \quad (2.22)$$

$$\hat{G} = \frac{2m (\ln(\chi_1) + \chi_2 \ln(\Delta v + v_{00}))}{\chi_3 (\Delta v^{\chi_4})^2} \quad (2.23)$$

2.1.3 DMT-Modell

Beim Hertzschen Kontaktmodell wurde die Adhäsion nicht betrachtet. Doch auch die Adhäsionskraft hat einen Einfluss auf den normalen Stoßvorgang. Zur Beschreibung dieses Einflusses haben sich zwei Modelle parallel entwickelt. Zunächst wurde 1971 von Johnson, Kendall und Roberts ein Modell entwickelt. Dieses JKR-Modell wird im folgenden Kapitel beschrieben. Parallel dazu entwickelten Derjaguin, Müller und Toporov das DMT-Modell, das sie 1975 veröffentlichten. Das DMT-Modell, wie auch das JKR-Modell, beschreiben dabei einen speziellen Fall des adhäsiven Kontaktes. So beachtet das DMT-Modell bei der Kontaktmodellierung nur die langreichweitigen Oberflächenkräfte, die nur außerhalb des Kontaktgebietes eine Rolle spielen [Shi und Zhao (2004)]. Dies hat aber zur Folge, dass wenn eine realistische Aussage über den Kontakt gemacht werden soll, die Kontaktfläche keine große Bedeutung haben soll. Dies kann aber nur für schwer deformierbare Materialien oder Partikel mit einem kleinen Durchmesser angenommen werden.

Um diese Annahme der kurzreichweitigen Oberflächenkräfte zu benutzen, wird eine nicht deformierbare Kugel (Radius R) im Kontakt mit einer nicht deformierbaren Wand betrachtet, die durch eine Adhäsionskraft F_A angezogen wird. Um diese Kraft bestimmen zu können, hat R. S. Bradley [Popov 2009, S. 32] im Jahr 1932 die Halbraum-Näherung auf die Adhäsion angewandt. Aus dieser Näherung folgt, dass die Wände im Spalt zwischen den zwei Kontaktpartnern als fast parallel zueinander, aber mit einem bestimmten minimalen Abstand, angenommen werden können. Somit konnte er die Adhäsion zweier nicht deformierbarer Körper aus gleichen Materialien im Kontakt vereinfachen auf:

$$F_A = -4\pi\gamma R \quad (2.24)$$

mit der Oberflächenenergie γ , die charakteristisch ist für die beiden Materialien der Kontaktpartner. Um die beiden Körper voneinander zu trennen, muss eine Arbeit aufgebracht werden, die Adhäsionsarbeit $\Delta\gamma$ genannt wird. Diese wird durch die Dupré-Gleichung $\Delta\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_{12}$ beschrieben, wobei γ_1 und γ_2 die Oberflächenenergien der beiden Materialien sind. Sind beide Kontaktpartner aus dem gleichen Material ($\gamma = \gamma_1 = \gamma_2$) folgt $\Delta\gamma = 2\gamma$. Durch Einsetzen von $\Delta\gamma$ in Gl. 2.24 erhält man die Adhäsionskraft auch für verschiedene Materialien.

Obwohl diese Kraft nur für starre, nicht deformierbare Körper gilt, haben nun [Derjaguin u. a. 1975] angenommen, dass diese Kraft auch für deformierbare Körper gilt, indem sie diese Kraft bei der Berechnung der Größe des Kontaktgebietes einfach zur Hertzschen Kontaktkraft F_H (Gln. 2.18) addiert haben. Die Kontaktkraft ist nun die neue Kraft aus dem DMT-Modell F_{DMT} :

$$a = \left(\frac{3R}{4E^*} \cdot (F_{DMT} + 2\pi\Delta\gamma R) \right)^{1/3}$$

Daraus kann die neue Kontaktkraft berechnet werden durch Auflösen nach F_{DMT} :

$$\begin{aligned} F_{DMT} &= \frac{4E^*}{3R}a^3 - 2\pi\Delta\gamma R \\ F_{DMT} &= \frac{4}{3}E^*R^{1/2}x^{3/2} - 2\pi\Delta\gamma R \end{aligned} \quad (2.25)$$

Auch diese Kraft kann weiter vereinfacht werden durch die Gln. 2.19 und 2.20.

Um die Bewegungstrajektorie eines Partikels zu berechnen, wird F_{DMT} in eine Bewegungsgleichung eingesetzt. Auch für diese Gleichung lässt sich keine allgemeine Lösung finden, so dass die Lösung nur an einem Beispiel gezeigt werden kann. Hier wurde beispielhaft das $10\mu\text{m}$ -Glaspartikel aus dem Beispiel des vorherigen Kapitels betrachtet. Das Ergebnis der Dynamik zeigt viele Ähnlichkeiten mit der Betrachtung des Hertz'schen Modells (siehe Abb. 2.9a). Dabei konnte aufgrund der Adhäsion nur ein Unterschied in der Stoßzeit zwischen beiden Modellen festgestellt werden, wobei diese sich im klassischen Theorie des adhäsiven Kontaktproblems von Derjaguin, Müller & Toporov (von 1975) (DMT)-Modell auf $t_s = 1,00368 \times 10^{-7} \text{ s}$ verlängert hat.

Dieser Unterschied zwischen beiden Modellen hat hier aufgrund der großen Partikelgeschwindigkeit keinen großen Einfluss auf die Trajektorie. Dies ändert sich jedoch für kleine Stoßgeschwindigkeiten und der Betrachtung einer Dämpfungskraft. Dadurch wird die Relativgeschwindigkeit so stark reduziert, dass die Trägheitskraft des Partikels nun kleiner als die Adhäsionskraft wird. Beim Verlassen des Kontakts reduziert sich die Geschwindigkeit und dreht sich sogar wieder in Richtung des Stoßpartners. Es kommt erneut zum Stoß. Das Partikel bleibt dann in Kontakt mit seinem Stoßpartner. Ein Beispiel einer numerischen Lösung einer solchen Dynamik folgt im Kapitel über das Maugis-Modell (siehe Kapitel 2.1.5).

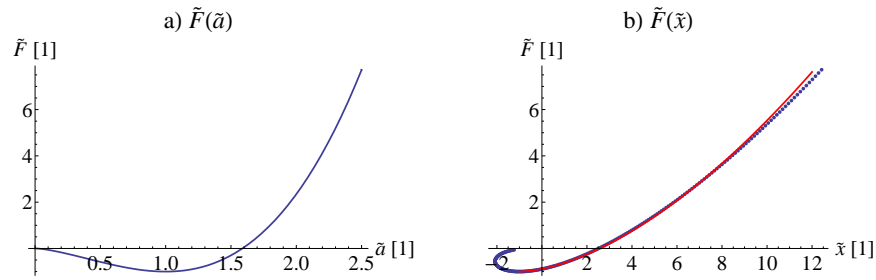


Abbildung 2.4: (a) Abhängigkeit der dimensionslosen Kraft \tilde{F} vom dimensionslosen Kontaktradius \tilde{a} . Die Funktion hat ein Minimum bei $\tilde{a} = 1$. (b) Normalkraft \tilde{F} (blauen Datenpunkte) und das Regressionsergebnis (rote Linie) der Funktion $\tilde{F} = 1 + 0,12 \cdot (\tilde{a} + 1)^{5/3}$ gegen die normierte Eindringtiefe \tilde{x} .

Die Stabilität eines Agglomerats aus zwei Partikeln ist gegeben durch die hier berechnete Adhäsionskraft und damit auch von den elastischen Eigenschaften abhängig [Rumpf 1974, 1958, 1970, 1972]. Um die Partikel eines Agglomerats aus zwei Partikeln zu trennen, muss also eine kritische Kraft $F_{DMT,c}$ aufgebracht werden:

$$F_{DMT,c} = -2\pi \Delta\gamma R \quad (2.26)$$

In diesem Modell wird allerdings aufgrund der getroffenen Annahme die Kontaktfläche in Abhängigkeit der Geometrie unterschätzt.

2.1.4 JKR-Modell

Das JKR-Modell beschreibt im Gegensatz zum DMT-Modell die kurzreichweitigen Oberflächenkräfte, die im Kontaktbereich wirken. Dieser Ansatz ist sinnvoll für weiche, leicht verformbare Materialien oder für Partikel mit einem großen Durchmesser, da dies einen großen Kontaktbereich zur Folge hat.

Um dieses Modell zu verstehen, wird nun eine elastische Kugel betrachtet, die mit einem starren Halbraum stößt. Durch die Adhäsionskräfte beider Stoßpartner, wird die Kugel nun elastisch verformt. Sie wird einen charakteristischen Hals bilden (siehe Abb. 2.10a), der den Radius des Kontaktgebietes a verändert. Dadurch wird dieser allerdings abhängig von der Adhäsionskraft. Zusätzlich wird auch die Stoßkraft, wie bereits beim Hertz-Modell, von der Größe des Kontaktgebietes abhängen. Diese Abhängigkeiten machen es zunächst unmöglich die Stoßkraft in Abhängigkeit von der Verrückung zu bestimmen. Daher berechnet man in diesem Modell die allgemeine Stoßkraft in Abhängigkeit des Kontaktradius:

$$F_{JKR} = \frac{4E^3 a^3}{3R} - (8\pi \Delta\gamma E^* a^3)^{1/2} \quad (2.27)$$

Der maximale negative Wert dieser Kraft wird erreicht bei:

$$\frac{\partial F_{JKR}}{\partial a} = 0 \Rightarrow a_c = \left(\frac{9\pi \Delta\gamma R^2}{8E^*} \right)^{1/3} \quad (2.28)$$

In diesem Fall wird die Kraft dann zu:

$$F_{JKR,c} = -\frac{3}{2} \Delta\gamma \pi R \quad (2.29)$$

Das ist die Adhäsionskraft des JKR-Modells.

Soll nun die Bewegungsgleichung eines stoßenden Partikels im JKR-Modell gelöst werden, würde die Gl. 2.27 als Stoßkraft in die Differentialgleichung eingesetzt werden. Diese hängt dann allerdings nicht vom Ort x , sondern von dem Kontaktradius a ab, wodurch die Gleichung in dieser Weise nicht lösbar ist. Daher werden dimensionslose Variablen $\tilde{F} = F_{JKR}/|F_{JKR,c}|$ und $\tilde{a} = a/a_c$ eingeführt, so dass:

$$\tilde{F} = \tilde{a}^3 - 2\tilde{a}^{3/2} \quad (2.30)$$

Diese Funktion ist in Abb. 2.4 dargestellt.

Daraus kann nun die Eindrücktiefe x in Abhängigkeit von a bestimmt werden:

$$x = \frac{a^2}{R} \pm \sqrt{\frac{2\pi \Delta\gamma a}{E^*}}$$

Die kritische Eindrücktiefe ergibt sich dann über a_c :

$$x_c = - \left(\frac{3\pi^2 \Delta\gamma^2 R}{64 E^{*2}} \right)^{1/3} \quad (2.31)$$

Auch für diese Größe kann eine dimensionslose Variable $\tilde{x} = x/x_c$ eingeführt werden, so dass folgender Zusammenhang gilt:

$$\tilde{x} = 3\tilde{a}^2 - 4\tilde{a}^{1/2} \quad (2.32)$$

Hieraus resultiert zusammen mit Gl. 2.30 ein Ansatz einer parametrisierten Abhängigkeit der Stoßkraft F_{JKR} von der Eindrücktiefe x , die in Abb. 2.4 als Datenpunkte dargestellt sind. Um nun eine nicht parametrisierte Funktion dieser Abhängigkeit zu erhalten, kann ein Funktionsansatz gewählt werden:

$$\tilde{F} = 1 + 0,12 \cdot (\tilde{x} + 1)^{5/3},$$

der diese Kraft approximiert (Abb. 2.4 als Linie). Dieser Kraftansatz kann erneut zur Berechnung der Partikeltrajektorie verwendet werden. Dabei ergibt sich auch in diesem Modell die Besonderheit, dass es während eines Stoßes zu einem dauerhaften Kontakt kommen kann. Diese berechnete Adhäsionskraft ist zudem auch für die Stabilität der Agglomerate entscheidend [Rumpf 1958, 1970, 1972, 1974].

Die Stabilität des Agglomerats ist im JKR-Modell auch abhängig von der Adhäsionskraft $F_{JKR,c}$ aus Gl. 2.29. Wirkt keine äußere Kraft auf das Agglomerat, so stellen sich der Kontaktradius $a = a_c$ (siehe Gl. 2.28) und die Verdrückung $x = x_c$ (siehe Gl. 2.31) ein.

2.1.5 Maugis-Modell

Die zuvor beschriebenen DMT- und JKR-Modelle beschreiben den Kontakt für unterschiedliche Reichweiten der Oberflächenkräfte und eignen sich somit jeweils nur für die Betrachtung von bestimmten Extremfällen eines einheitlichen Kontaktmodells [Johnson und Greenwood 1997/08/15]. Diese Idee wurde bereits von Tabor 1977 gezeigt. Dazu hat er den Tabor-Parameter eingeführt:

$$\mu = \frac{x_c}{z_0} = \left(\frac{3\pi^2 \Delta\gamma^2 R}{64 E^{*2} z_0^3} \right)^{1/3} \quad (2.33)$$

mit z_0 dem Gleichgewichtsabstand zwischen den beiden Oberflächen im Kontakt. Für große Partikel oder weiche Materialien werden diese Parameter größer und das JKR-Modell sollte verwendet werden. Für sehr kleine Partikel oder harte Materialien hingegen wird μ kleiner und das DMT-Modell sollte betrachtet werden.

Dieser Übergang zwischen beiden Modellen wurde von Daniel Maugis [Maugis 1992] weiter untersucht. Er konnte durch das Anwenden eines Dugdale-Potentials ein neues Modell entwickeln, das beide Extremfälle vereint. Abb. 2.5 zeigt die für die Modelle jeweils unterschiedlichen Adhäsionspotentiale. Das Ergebnis der Untersuchungen von Daniel Maugis waren dann zwei Gleichungen:

$$\frac{1}{2} \lambda \tilde{a}^2 [\sqrt{m^2 - 1} + (m^2 - 2) \arccos(1/m)] + \frac{4}{3} \lambda^2 \tilde{a}^2 [\sqrt{m^2 - 1} \arccos(1/m) - m + 1] = 1 \quad (2.34)$$

$$\tilde{F} = \tilde{a}^3 - \lambda \tilde{a}^2 [\sqrt{m^2 - 1} + m^2 \arccos(1/m)] \quad (2.35)$$

Dabei wurde der neue Parameter $m = c/a$ und

$$\lambda = 1,157 \cdot \mu = \sigma_0 \left(\frac{9 R}{2\pi \Delta\gamma E^*} \right)^{1/3}$$

mit c der äußere Radius, an dem δ_t erreicht wird.

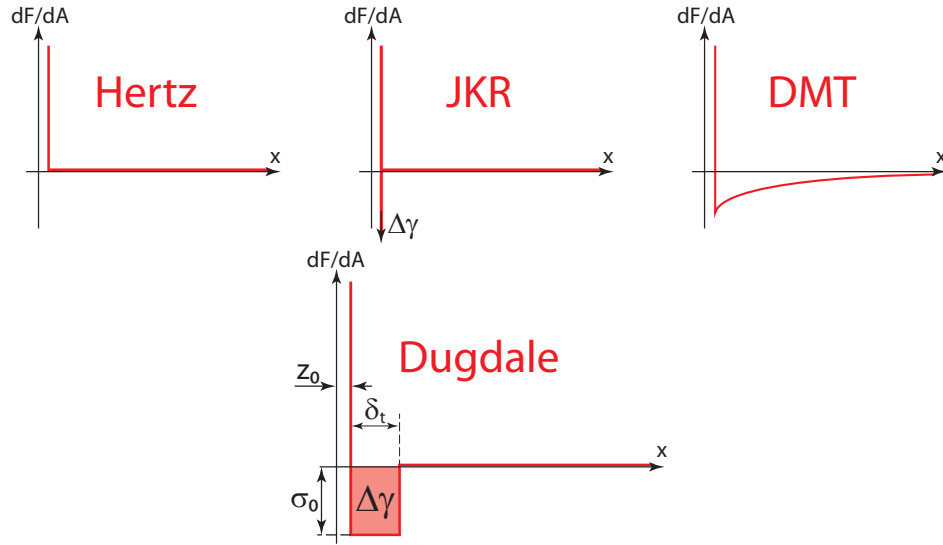


Abbildung 2.5: Vergleich der Kräfte pro Fläche dF/dA im Hertz, JKR-, DMT- und Maugis (Dugdale) Modell, aufgetragen gegen den Abstand der Stoßpartner [Carpick u. a. 1999/03/15]. Im Hertz-Modell gibt es keine Adhäsionskräfte (dF/dA ist nicht negativ). Das JKR-Modell berücksichtigt nur kurzreichweite Kräfte, so dass der negative Anteil der Kraft eine δ -Funktion mit der Höhe von $\Delta\gamma$ beschreibt. Dahingegen berücksichtigt das DMT-Modell nur langreichweite Kräfte. Im Maugis-Modell wird ein Dugdale-Potential angenommen, so dass dF/dA innerhalb einer bestimmten Reichweite δ_t eine konstante Adhäsionskompression σ_0 hat. In größerer Entfernung ist die Kraft null. Die Adhäsionsarbeit ist somit $\Delta\gamma = \sigma_0 \delta_t$.

Der Parameter λ gewährleistet im MD-Modell einen Übergang zwischen den beiden Spezialfällen der zuvor betrachteten Modelle. Daher kann anhand dieses Parameters λ auch eine Fallunterscheidung gemacht werden, welches Modell zu verwenden ist:

$$\lambda = \begin{cases} < 0,1 & \text{DMT-Modell} \\ [0,1 \dots 5] & \text{Maugis-Modell} \\ > 5 & \text{JKR-Modell} \end{cases} \quad (2.36)$$

Um zu zeigen, wie der Parameter λ für den Übergang der Modelle verantwortlich ist, kann die Abhängigkeit der Kraft $\tilde{F}(\tilde{x})$ von dem Parameter λ untersucht werden. Hierzu kann äquivalent zur Berechnung von \tilde{x} im JKR-Modell eine dimensionslose Verschiebung definiert werden:

$$\tilde{x} = \tilde{a}^2 - \frac{4}{3} \lambda \tilde{a} \sqrt{m^2 - 1} \quad (2.37)$$

Um $\tilde{F}(\tilde{x})$ für verschiedene λ lösen zu können, wurde die Gl. 2.34 für verschiedene \tilde{a} und λ nach m gelöst. Diese Parameter wurden dann in die Gln. 2.35 und 2.37 eingesetzt und beide Ergebnisse in ein Diagramm gegeneinander aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abb. 2.6 zu sehen.

Um den Modellübergang besser zu verdeutlichen, kann die kritische Größen F_c und a_c berechnet werden, bei der \tilde{F} ein negatives Extremum aufweist. Hierzu werden für alle λ die Kraftkurven bestimmt, wie sie in Abb. 2.6 gezeigt sind. Anschließend wird das Minimum der Kraft gesucht, das der kritischen Kraft \tilde{F}_c entspricht. Zudem kann am Gleichgewichtspunkt, an dem $\tilde{F} = 0$ ist, der kritische Kontaktradius \tilde{a}_c bestimmt werden. Die Ergebnisse dieser Rechnungen (siehe Abb. 2.7) zeigen, dass das DMT- und das JKR-Modell tatsächlich Grenzfälle des Maugis-Modells sind, die durch den Parameter λ eingestellt werden können.

Für die Berechnung eines Stoßes im Maugis-Modell scheint also der Parameter λ wichtig zu sein, da dieser Wert entscheidend ist für charakteristischen Kontakt und damit für die kritische Kraft und den kritischen Kontaktradius. Daher wurde dieser Wert am Beispiel des $10\mu\text{m}$ -Glaspartikels einmal exemplarisch auf Basis von Literaturwerten mit $\lambda_{\text{Glas}} = 3,707$ berechnet. Daher ist nach Gl. 2.36 für dieses Partikel das Maugis-Modell anzuwenden. Eine Betrachtung von Abb. 2.7 zeigt aber, dass das Stoßresultat vermutlich sehr ähnlich

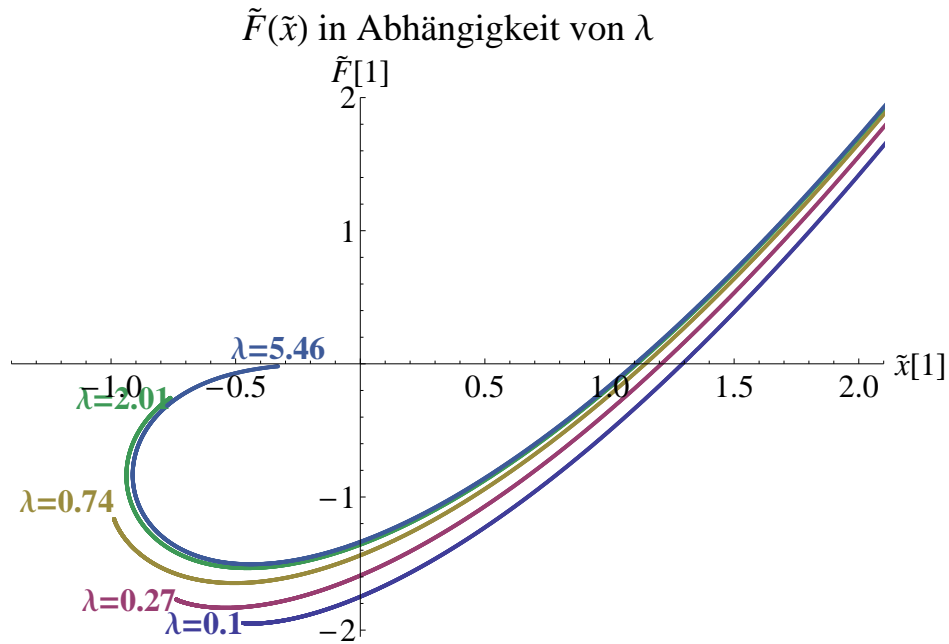


Abbildung 2.6: Abhängigkeit der dimensionslosen Kraft \tilde{F} von der dimensionslosen Verdrückung \tilde{x} und dem Parameter λ im MD-Modell. Für $\lambda \rightarrow 0$ wird der Verlauf der Kraftkurve gleich der des DMT-Modells (dunkelblaue Kurve). Für $\lambda \rightarrow \infty$ geht die Kurve in die Kraftkurve des JKR-Modells (vgl. 2.4). Der Parameter λ ist also im Maugis-Modell für den Übergang der Ergebnisse vom DMT- zum JKR-Modell verantwortlich.

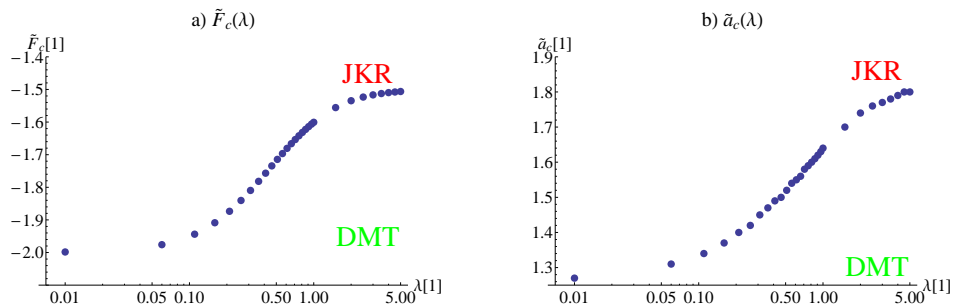


Abbildung 2.7: a) Übergang der kritischen Kraft \tilde{F}_c (dimensionslos), b) Übergang des kritischen Kontaktradiuses \tilde{a}_c (dimensionslos) in Abhängigkeit des Parameters λ . Beide Diagramme zeigen, dass das DMT- und das JKR-Modell Grenzfälle des MD-Modells sind für bestimmte Parameter λ [Johnson und Greenwood 1997/08/15].

zum Stoß im JKR-Modell ist. Da $\lambda \propto R^{1/3}$ werden die Stöße von größeren Partikeln noch besser vom JKR-Modell beschrieben. Für Partikel aus Glas wird das DMT-Modell erst für Partikelgrößenbereich von 1 nm von Interesse.

Um zu verstehen, was dies für die Partikeltrajektorie während eines Stoßes im Vergleich mit dem Feder-/Dämpfer-Modell bedeutet, sollen die wirkenden Kräfte (siehe Abb. 2.6) im JKR-Modell anhand eines Gedankenexperiments verdeutlicht werden (Abb. 2.8). In diesem Gedankenexperiment werden verschiedene Zustände durchlaufen:

- Zustand a): Das Partikel ruht in einem Abstand, es wurde keine Kraft aufgebracht.
- Zustand b): Das Partikel wird um die Deformation \tilde{x} in den Halbraum gedrückt, wozu eine Kraft aufgebracht wird. Dabei bewegt sich der Zustand im Diagramm auf der Kurve zu höheren Kräften und einer positiven Verschiebung nach oben.
- Zustand c): Wird nun in Richtung der äußeren Kraft gedreht, reduziert sich auch die Deformation und die wirkende Kraft (es folgt eine Bewegung auf der Diagrammkurve nach unten). Um nun aber die Deformation $\tilde{x} = 0$ herstellen zu können, muss mit einer Kraft an dem Partikel gezogen werden. Die Kraft im Diagramm ist negativ.
- Zustand d): Das Partikel wird weiter nach oben gezogen. Durch die elastischen Eigenschaften des Halbraum bleibt das Partikel aber weiterhin mit diesem in Kontakt. Es muss somit weiterhin eine Kraft ausgeübt werden, um die Deformation zu reduzieren.
- Zustand e): Der Kontakt zur Ebene reißt ab, wenn die durch die maximal negative Deformation erreicht ist. Wenn dieser Abriss erreicht ist, wirkt keine Adhäsionskraft mehr auf das Partikel.

Der nun im Kraft/Weg-Diagramm zurückgelegte Wert schließt bei $(\tilde{F} < 0) \cap (\tilde{x} < 0)$ eine geschlossene Fläche ein. Man kann hierüber ein geschlossenes Integral berechnen, dessen Wert gleich der im Diagramm gezeigten grünen Fläche ist.

$$\oint \tilde{F} d\tilde{x} = \Delta\gamma = W$$

Somit wurde während des Stoßes die Arbeit $W = \Delta\gamma$ durch die Adhäsion verrichtet.

Dies hat Auswirkungen auf den Stoß zweier Partikel, wodurch sich die Trajektorie der Partikel ändert. Vermutlich wird dies auch einen wichtigen Einfluss auf die Bildung und Trennung von Agglomeraten haben. Denn in diesen Kontaktmodellen ist es nicht nur notwendig eine kritische Kraft aufzubringen, sondern es muss dabei auch eine bestimmte Arbeit $W = \Delta\gamma$ zur Deagglomeration verrichtet werden. Dadurch sind die Agglomerate im JKR-Modell stabiler, als sie es im Feder/Dämpfer-Modell sind. Zudem haften die Partikel nach [Ziskind u. a. 1995] auch stärker an der Oberfläche einer Wand, so dass auch die Dispersion von dieser erschwert werden kann. Das zu verwendende Modell und die entsprechenden Oberflächenkräfte können durch Atomic Force Microscopy (AFM)-Messungen bestimmt oder bestätigt werden [Butt u. a. 2010; Capella und Dietler 1999].

Auch das MD-Modell wurde exemplarisch an einem Stoß eines $10\mu\text{m}$ -Glaspartikel mit einer Glasebene numerisch berechnet. Um dabei zu zeigen, wie das Partikel auf der Ebene zur Ruhe kommt und dabei eine kritische Deformation \tilde{x}_c einnimmt, wurde zusätzlich in die Bewegungsgleichung ein Dämpfer eingeführt (siehe Gl. 2.4). Das Ergebnis ist in Abb. 2.9b zu sehen. Zusätzlich zur kritischen Deformation ist auch der Einfluss der Arbeit zu sehen, die verrichtet werden müsste, um das Partikel von der Oberfläche zu trennen.

2.1.6 Modelle zur Beschreibung eines plastischen Kontakts

Bei den vorangegangenen Betrachtungen der Kontaktmechanik wurde die plastische Deformation der Partikel nicht näher untersucht. Um ein Objekt plastisch zu deformieren muss eine bestimmte kritische Kraft auf dieses Partikel wirken. Diese Kraft liegt in einem Bereich, der als Fließgrenze σ_c bezeichnet wird. Nach Erreichen dieser weicht das Kraft-Dehnungsdiagramm abrupt vom linearen Verlauf ab. Dabei ist die elastische Deformation dadurch gekennzeichnet, dass nach der Entlastung eine Restdeformation bleibt.

Die Fließgrenze kann berechnet werden unter der Verwendung einer für das Material charakteristischen Größe, die als Materialhärte oder einfach als Härte bezeichnet wird. Die Härte kann durch Härtemessung bestimmt werden und ist definiert als eine Spannung σ_0 [Popov 2009]:

$$\sigma_0 = \frac{F_N}{A}$$

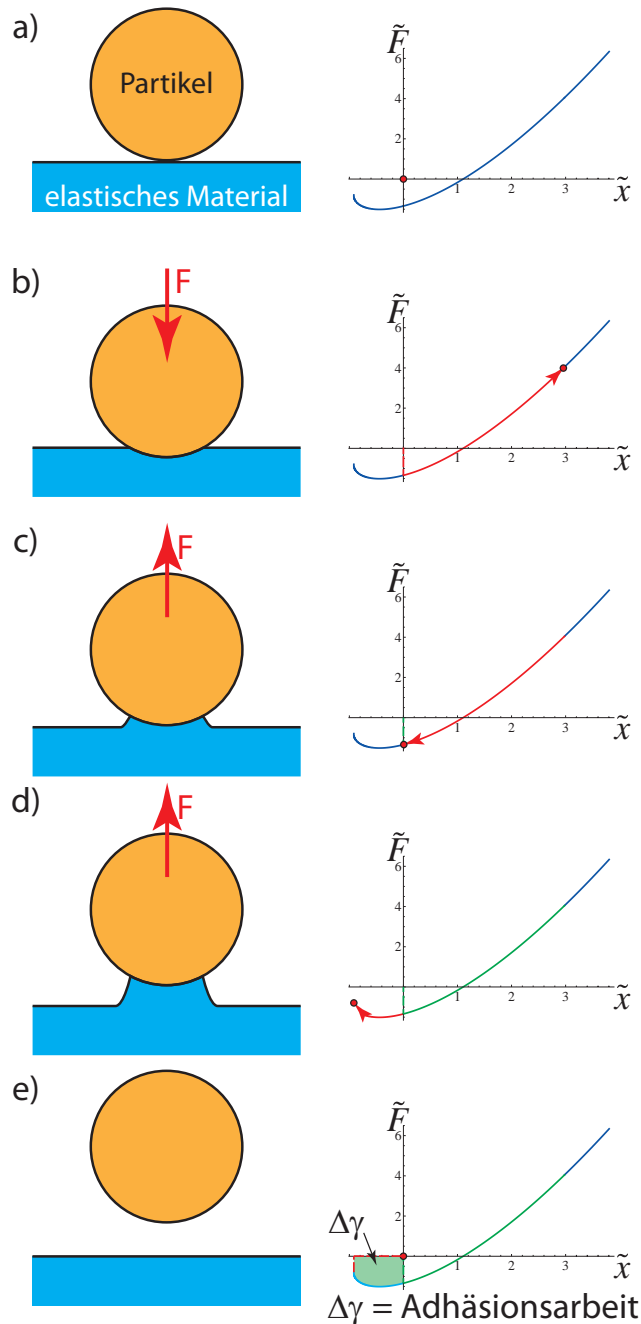
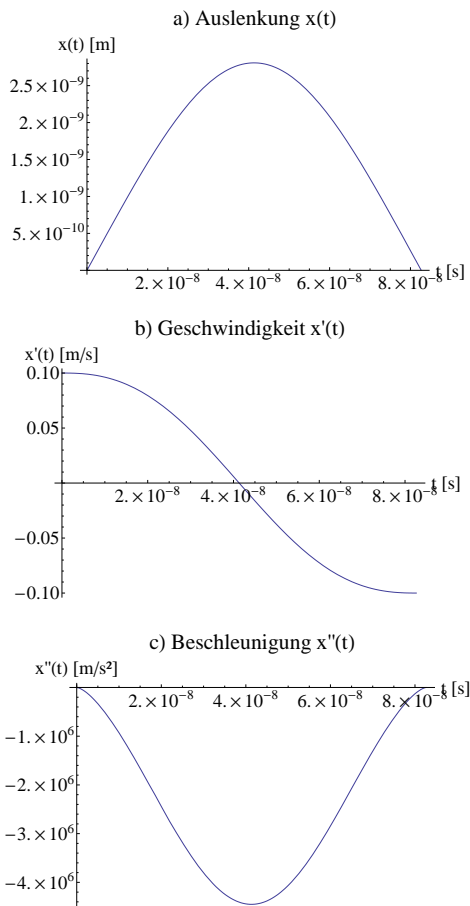
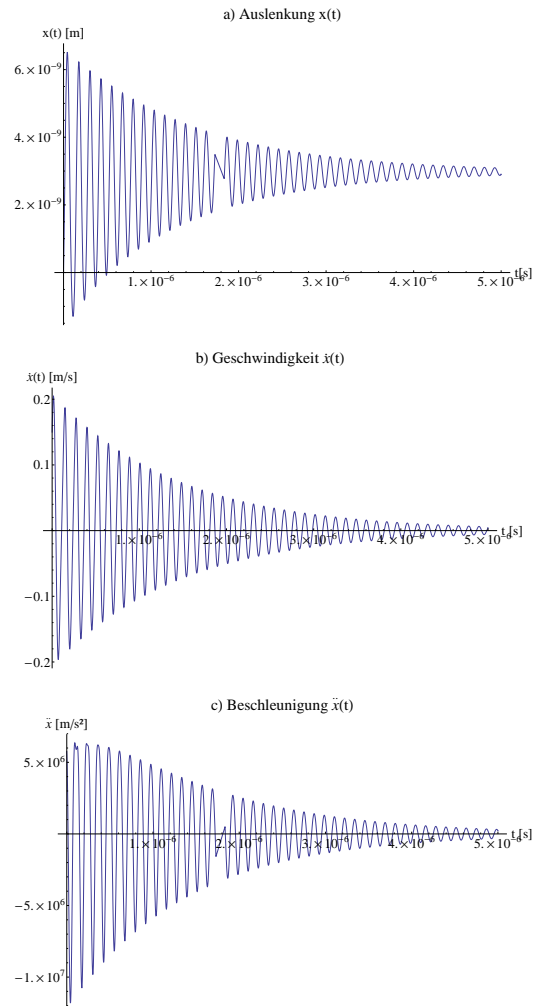


Abbildung 2.8: Gedankenexperiment zur Verdeutlichung der wirkenden Kräfte im MD-Modell. Auf der linken Seite sieht man die graphische Darstellung des aktuellen Zustandes eines Partikel-Stoßes gegen einen elastischen Halbraum, auf der rechten den dafür zurückgelegten Weg (roter Pfeil), den gesamten Weg (grün) und den aktuellen Zustand (roter Punkt) im Kraft/Weg-Diagramm. Die genaue Beschreibung der Zustände erfolgt auf Seite 15.



(a) Numerische Lösung eines Partikelstoßes im Rahmen des Hertzischen Kontaktmodells.



(b) Lösung der Bewegungsgleichung im MD-Modell. Zusätzlich wurde hier ein Dämpfer-Term (siehe Gl. 6) in die Gleichung eingeführt. Dadurch kommt das Partikel bei der kritischen Deformation \tilde{x}_c zur Ruhe. Außerdem sieht man im Diagramm, dass nach dem ersten Stoß eine negative Deformation erreicht wurde. Im MD-Modell wirkt aber auch bei einer negativen Deformation noch die Adhäsionskraft (siehe Beschleunigung im Diagramm c). Das Partikel bleibt dadurch auf der Ebene haften.

Abbildung 2.9: Numerische Lösung eines Stoßes eines $10\mu\text{m}$ -Glaspartikels mit einem elastischen Halbraum unter Betrachtung verschiedener Stoßmodelle.

Über die Definition der Kontaktfläche $A = \pi a^2 = 2\pi r x$ (siehe Gl. 2.15) folgt mit dem Kontaktradius r daraus:

$$F_P = 2\pi\sigma_0 r x \quad (2.38)$$

Im plastischen Bereich ist die Kraft also proportional zur Verschiebung. Die mittlere Spannung bleibt dabei konstant und entspricht der Härte des Materials σ_0 . Tabor hat herausgefunden, dass die Härte bei allen Materialien in etwa der dreifachen Fließgrenze entspricht $\sigma_0 = 3\sigma_c$.

Dies bedeutet für das Kraft/Deformationsdiagramm, dass bei Erreichen der Fließgrenze die Kraftkurve in einen linearen Verlauf mit geringerer Steigung übergeht. Reduziert sich die Normalkraft wieder, so kehrt der Kontakt zurück in die elastische Deformation. Allerdings hat sich nun die Eindrücktiefe durch die plastische Verformung Δx_p verändert und die elastische Kraftkurve hat sich in Richtung der Eindrücktiefe um den Wert Δx_p verschoben. Die Kurve zeigt hierdurch eine Hysterese.

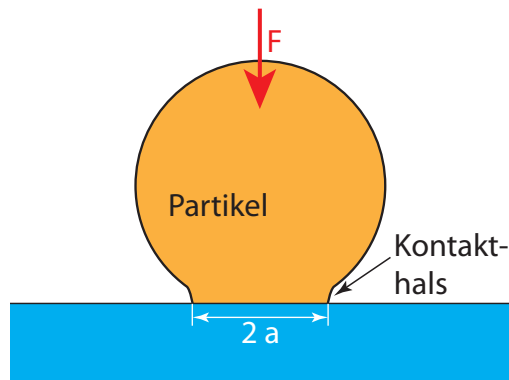
Um diese Hysterese auch bei der numerischen Berechnung der Partikeltrajektorien zu realisieren, wurden verschiedene Modelle eingeführt, von denen zwei näher betrachtet werden sollen. Zum einen ist dies das einfachere lineare Hysterese-Feder-Modell (Luding-Modell), das auf dem Feder-Modell beruht, und zum anderen das nicht-lineare Hysterese-Kraft-Modell (Tomas-Modell), das auf den elastischen Eigenschaften des Hertz'schen-Kontaktmodells aufbaut [Luding 2008, 1997/07/23; Tomas 2007a,b]. Um die bei einer solchen plastischen Deformation wirkenden Kräfte angeben zu können, muss diese Kraft nach Tykhoniuk u. a. 2007 durch eine Fallunterscheidung definiert werden (Tabelle 2.1).

Tabelle 2.1: Vergleich der beiden Modelle zur Beschreibung eines Kontaktes mit plastischer Deformation [Tykhoniuk u. a. 2007].

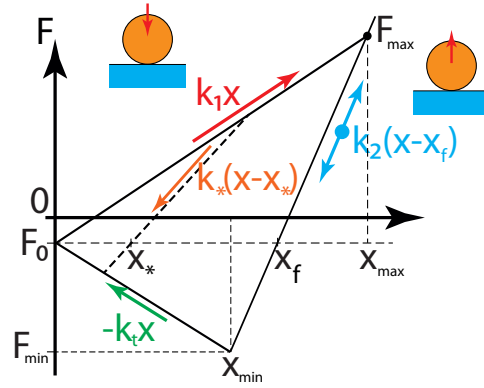
Fall	Luding-Modell	Tomas-Modell
erstes Belasten	$k_1 x - F_0$	$\pi R p_f (\kappa_A - \kappa_P) x - F_0$
Entlasten	$k_2(x - x_f) - F_0$	$\frac{2}{3} E^* \sqrt{R} (x - x_{min})^3 - \pi R p_f \kappa_P x_{min} - F_0$
erneutes Belasten	$k_2(x - x_f) - F_0$	$-\frac{2}{3} E^* \sqrt{R} (x_{max} - x)^3 + \pi R p_f (\kappa_A - \kappa_P) x_{max} - F_0$
Adhäsionsgrenze	$-k_t x - F_0$	$-\pi R p_{Adhäsion} x - F_0$

Diese Fälle können mit der Abb. 2.10b so erläutert werden:

- **erstes Belasten:** Zu Beginn des Kontaktes sind beide Kontaktpartner noch undeformiert. Es kann aber bereits eine kontaktlose Kraft F_0 , wie die Adhäsion, wirken. Werden nun beide Partner mit einer Kraft aufeinander gedrückt, so werden beide Partner zunächst elastisch deformiert. Da dieser Kraftbereich aber im Vergleich zu den möglichen Kräften der plastischen Verformung nur eine geringe Rolle spielt, wird dieser elastische Anstieg im linearen Modell nicht berücksichtigt und es wird direkt von einer plastischen Deformation ausgegangen. Die Kraft steigt somit linear mit der Eindrücktiefe über $F = k_1 \cdot x + F_0$ an (entspricht der Bewegung entlang des roten Pfeils, gilt wenn $k_2(x - x_0) \geq k_1 x$).
- **Entlasten:** Kommt es nach Erreichen der Kraft F_{max} (Größe die über die Dauer des kompletten Kontaktes beibehalten wird) zur Entlastung, so verkleinert sich die Verdrückung und die Kurve geht über in einen elastischen Verlauf. Dabei wird die Annahme getroffen, dass sich die elastische Kraft über eine Feder (siehe Kap. 2.1.1) mit der Steigung k_2 realisieren lässt. Da durch die plastische Verformung die eigentliche Eindrücktiefe um x_f verschoben ist, die sich bei $F = F_0$ einstellt, ergibt sich ein um x_f verschobener, linearer Verlauf mit $F = k_2 \cdot (x - x_f) + F_0$ (entspricht dem blauen Pfeil nach unten, gilt wenn $k_1 x > k_2(x - x_0) > -k_t x$). Im Modell nach Tomas wird eine nicht-lineare Kraft angenommen, die dem Verlauf des Hertz'schen Kontaktmodells entspricht.
- **erneutes Belasten:** Beim erneuten Belasten nach Erreichen von F_{max} wird davon ausgegangen, dass der Kontakt weiterhin elastisch bleibt und daher dem Verlauf der Kraftkurve $F = k_2 \cdot (x - x_f) + F_0$ folgt (entspricht dem blauen Pfeil nach oben, Geltungsbereich wie beim Entlasten).
- **Adhäsionsgrenze:** Beim weiteren Entlasten des Kontakts wird die Kraft negativ und der Kontakt kommt in den Wirkungsbereich der Adhäsionskraft. Diese Kraft wirkt ab dem Erreichen von x_{min} , wo die minimale Kraft $F_{min} = -k_t x_{min} - F_0$ wirkt. Bei einer weiteren Reduzierung der Verdrückung bewegt sich die wirkende Kontaktkraft entlang der Gerade $F_{min} = -k_t x - F_0$ (entspricht dem grünen Pfeil, gilt wenn $-k_c x \geq k_2(x - x_0)$).



(a) Im JKR-Modell bildet sich beim adhäsiven Kontakt zwischen den Kontaktpartnern ein Hals.



(b) Kraft/Deformationsdiagramm des Modells nach [Luding 2008] zur Berechnung der Kraft in einem Kontakt mit elastischer Deformation.

Abbildung 2.10: Elastische und plastische Stoßmodelle für sphärische Partikel

Da in diesem linearen Modell zur plastischen Beschreibung zunächst bei der ersten Deformation die elastischen Eigenschaften vernachlässigt werden, ist es sinnvoll dieses Modell zu verwenden, wenn dieser Bereich beim ersten Partikelkontakt keine größere Rolle spielt. Zudem ist es in dem hier beschriebenen Modell möglich, die Stoßpartner beliebig plastisch zu deformieren. Dies ist nicht realistisch, so dass eine Definition einer maximalen Eindrücktiefe sinnvoll ist:

$$x_{max}^* = \frac{\hat{k}_2}{\hat{k}_2 - k_1} 2 \phi_f R \quad \text{mit } R: \text{ rel. Durchmesser \& } \phi_f: \text{ Plastizitätstiefe}$$

Ist die Eindrücktiefe größer, so wird die Steifigkeit k_2 auf den maximalen, konstanten Wert von \hat{k}_2 gesetzt. Zusätzlich sollten die elastischen Eigenschaften des Kontaktes abhängig von der vorangegangenen Deformation betrachtet werden, wie es in einem nicht-linearen Modell realistisch wäre. Dies erreicht man im Modell, indem die Steifigkeit k_2 als abhängig von x_{max} definiert wird:

$$k_2(x_{max}) = \begin{cases} \hat{k}_2 & \text{wenn } x_{max} \geq x_{max}^* \\ k_1 + (\hat{k}_2 - k_1) \frac{x_{max}}{x_{max}^*} & \text{wenn } x_{max} < x_{max}^* \end{cases}$$

In dem zuletzt genannten Fall folgt die Kraft/Deformationskurve dem Verlauf entlang des orangefarbenen Pfeils. Zusätzlich zu dieser Kraft ist es möglich auch hier einen Dämpferterm, wie Gl. 2.4, in die Bewegungsgleichung der Partikel einzufügen. Durch diesen Term kann eine Energie-Dissipation betrachtet werden bei Stößen mit hoher relativer Geschwindigkeit und geringer plastischer Deformation der Stoßpartner. Hier sind weitere nicht-lineare Modelle denkbar [Luding 1994/10/28].

Um beurteilen zu können, für welche Systeme die Betrachtung der plastischen Deformation überhaupt von Interesse ist, ist es wichtig zu wissen, bei welcher Kraft die elastische in eine plastische Verformung übergeht. Hierzu kann man zunächst ausrechnen, bei welcher Eindrücktiefe die zur plastischen Deformation nötige Kraft gleich der elastischen Kraft (z. B. die Hertz'sche Kontaktkraft) ist:

$$F_P = F_H$$

$$\xRightarrow{\text{Gln. 2.13 \& 2.38}} x_P = \frac{6\pi\sigma_0 R^{1/2}}{4E^*}$$

Für das Beispiel des $10\mu\text{m}$ -Glaspartikels ergibt sich dafür ein Wert von $x_P = 1,77 \text{ m}$. Daraus ergibt sich eine Kraft von $F = 979,8 \text{ N}$, die zur plastischen Deformation nötig wäre. Die für eine makroskopische, plastische Deformation der Partikel nötige Kraft ist also so groß, dass sie vermutlich während eines Stoßes zweier Partikel oder bei einem Partikelkontakt in Agglomeraten nie erreicht wird. Daher spielt die Deformation

in diesen Fällen keine Rolle. Anders ist dies aber bei der Betrachtung des Verhaltens von Partikeln in Pulverschüttungen oder bei einer starken äußeren Kompression (wie z. B. bei der Tablettierung von Pulvern). In solchen Fällen kann es durch die Gewichtskraft oder äußere Kräfte zu hohen Drücken im Inneren eines Pulvers kommen, wodurch sich die Partikel plastisch deformieren.

Zusätzlich zu der hier beschriebenen makroskopischen plastischen Deformation kann es auch zu einer plastischen Deformation der mikroskopischen Kontaktspitzen kommen, die jeder Körper aufgrund seiner Rauheit aufweist. Um eine Aussage über plastische Deformation dieser Spitzen treffen zu können, gibt [Popov 2009] eine von der Normalkraft unabhängige Grenze an, die definiert ist durch den Plastizitätsindex:

$$\Psi = \frac{E^* \nabla z}{\sigma_0} > 2$$

Dieser Ansatz wurde von Greenwood und Williamson aus einem Kugel-Modell zur Beschreibung der Rauigkeit entwickelt. Die dabei benutzte Modellgröße ∇z ist definiert als die Wurzel des Verhältnisses aus dem Mittelwert einer Höhenverteilung und dem Radius der Kontaktspitzen, die durch Kugeln mathematisch beschrieben werden. Ist der Index $\Psi < 2/3$, so verhalten sich die Kontaktspitzen vollkommen elastisch.

Da die Mikrorauigkeit der Partikel im Allgemeinen stark von ihrem Material abhängt und $\Psi \propto \nabla z$ ist, lässt sich nur schwer eine allgemein gültige Aussage treffen über die Deformation der Kontaktspitzen. Dies muss daher für alle Pulver untersucht werden. Zudem müsste untersucht werden, ob die kurzzeitige Deformation der Kontaktspitzen während des Stoßes auf diesen einen Einfluss hat.

Im Allgemeinen hat sich aber gezeigt, dass es in den entsprechenden Fällen wichtig ist, die plastische Verformung in einem Modell zu berücksichtigen. Denn durch diese Deformation verändert sich die wirkende Adhäsion auf die Kontaktpartner und somit auch die Agglomeratbildung, sowie deren Stabilität [Rumpf u. a. 1976, 1978].

2.2 Tribologie

Im vorherigen Kapitel wurde angenommen, dass die kontaktierenden Körper reibungsfrei sind. Verschieben sich in der Realität die Kontaktpartner in tangentialer Richtung gegeneinander, so wirken Reibungskräfte. Diese Kräfte werden im Forschungsgebiet der Tribologie näher untersucht und sollen in diesem Kapitel kurz beleuchtet werden. Dabei wird das Rollen der Kontaktpartner in diesem Kapitel vernachlässigt.

Da die Reibung bei der Bewegung in tangentialer Richtung zur Kontaktebene wirkt, wird in diesem Kapitel das Koordinatensystem im Kontakt ebenfalls so gewählt, dass die Richtung der Kontaktnormalen die x-Achse ist. Somit wirkt die Reibung in diesem System in der yz-Ebene. Um die folgende Betrachtung etwas zu vereinfachen, wird im Folgenden die y-Achse parallel zur tangentialen Relativbewegung der Kontaktpartner gewählt.

2.2.1 Coulombsches Reibungsgesetz

Das Phänomen der Reibung wurde zuerst von Leonardo da Vinci untersucht. Er hat bereits damals den wichtigen Sachverhalt festgestellt, dass die Reibung proportional zum Normalgewicht des Körpers und unabhängig von seiner Kontaktfläche ist. Diese Untersuchung wurde von Coulomb fortgeführt, indem er die Reibungskraft F_R für verschiedene Normalkräfte F_N experimentell untersuchte. Dabei konnte er verschiedene Eigenschaften festhalten:

- **Haftreibung:** Wenn ein Körper aus der Ruhelage in einer zum Kontakt tangentialen Richtung in Bewegung versetzt werden soll, muss eine kritische Kraft aufgebracht werden. Diese Kraft ist proportional zur Normalkraft zwischen den beiden Kontaktpartnern und ist proportional zu einer Materialkonstanten, die als Haftreibungskoeffizient μ_H bezeichnet wird. Somit gilt für die Haftreibung $F_S = \mu_H \cdot F_N$.
- **Gleitreibung:** Ist der Körper einmal in Bewegung, muss eine bestimmte Kraft aufgewendet werden, damit der Körper in der gleichförmigen Bewegung verbleibt. Diese Kraft wird Gleitreibung genannt und ist proportional zu einer zweiten Materialkonstante, dem Gleitreibungskoeffizient μ_G . Die Kraft ist definiert über die Gl.: $F_G = \mu_G \cdot F_N$
- Die Reibungskräfte zeigen keine Abhängigkeit von der Kontaktfläche auf.
- Der Gleitreibungskoeffizient ist immer kleiner als der Haftreibungskoeffizient $\mu_G < \mu_H$.

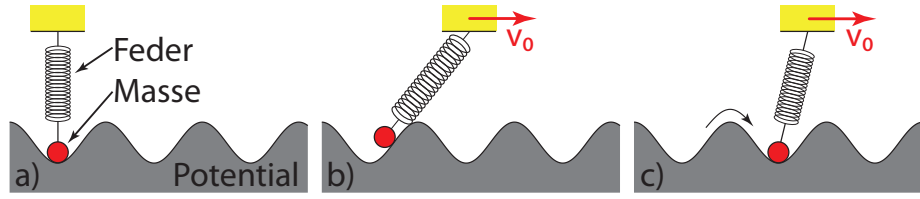


Abbildung 2.11: Das Prandtl-Tomlinson-Modell zur Erklärung der Reibung. a) Zu Beginn sitzt ein Massepunkt in einem Minimum eines periodischen Potentials. Der Massepunkt ist über eine Feder mit dem oberen Objekt verbunden. b) Der obere Körper wird mit der Geschwindigkeit v_0 bewegt. Dadurch nimmt die Federauslenkung und somit auch die Federkraft zu. c) Ist eine bestimmte Kraft erreicht, springt der Massepunkt über das Potential-Maximum ins nächste Minimum.

- Der Gleitreibungskoeffizient ist nahezu unabhängig von der relativen tangentialen Geschwindigkeit der Kontaktpartner.

Die hier eingeführte charakteristische Materialkonstante μ_H lässt sich für ein makroskopisches Objekt durch die Messung des Reibungswinkels experimentell bestimmen. Der Reibungswinkel ist definiert über den minimalen Neigungswinkel einer schiefen Ebene, bei dem ein auf der Ebene liegendes Objekt zu gleiten beginnt. Bei diesem Winkel hat die Haftkraft ihren maximalen Wert $F_S = \mu_H \cdot F_N$ erreicht. Es kann das Kräftegleichgewicht für die tangentialen Kräfte aufgestellt werden:

$$F_S = F_{g,tang}$$

$$\mu_H \cdot F_N = m g \sin(\phi)$$

Aus der Abbildung kann man auch die Normalkraft $F_N = m g \cos(\phi)$ ablesen. Daraus folgt:

$$\mu_H = \frac{m g \sin(\phi)}{m g \cos(\phi)} = \frac{\sin(\phi)}{\cos(\phi)} = \tan(\phi) \quad (2.39)$$

Der Haftreibungskoeffizient lässt sich aus dem Tangens des Reibungswinkels bestimmen.

2.2.2 Mikroskopischer Reibungsvorgang

Anders als dies Coulomb festgestellt hat, ist die Reibung eigentlich ein sehr komplexer Vorgang, da diese auf mikroskopischer Ebene von vielen Faktoren abhängt, wie z. B. von der Ausbildung von elastisch/plastischen Mikrokontakten und Mikrobrüchen. Dieser Vorgang ist so komplex und für jeden Kontakt unterschiedlich, so dass nicht alle Kontakte durch ein Modell erfasst werden können.

Das sicherlich allgemeinste Modell haben Prandtl und Tomlinson (1928) als ein vereinfachtes eindimensionales Modell der Reibungskraft entwickelt, das häufig unter dem Namen Prandtl-Tomlinson-Modell verwendet wird [Butt und Kappl 2010; Popov 2009]. Dieses Modell (siehe Abb. 2.11) betrachtet die Bewegung eines Massepunktes in einem periodischen Potential (Wellenzahl k) $V(y) = -V_0 \cos(2\pi k y)$. Dieser Massepunkt ist mit einer Feder verbunden, deren zweites Ende mit einer konstanten Geschwindigkeit v_0 gezogen wird. Die Federauslenkung ist gegeben durch den Abstand des Massepunktes zur bewegten Aufhängung $v_0 t$. Der somit elastisch aufgehängte Massenpunkt stellt einen elastischen Mikrokontakt dar, der über eine Oberfläche (Potential) gezogen wird. Die Feder hat eine potentielle Energie von $E_{Feder} = 1/2 D \Delta y^2 = 1/2 D (y - v_0 t)^2$, so dass für die Gesamtenergie gilt:

$$E = E_{Potential} + E_{Feder} = -V_0 \cos(2\pi k y) + 1/2 D (y - v_0 t)^2$$

Der Massepunkt kommt in einem lokalen Minimum dieser Energie zur Ruhe:

$$\frac{dE}{dx} = -2\pi k V_0 \sin(2\pi k y) + 1/2 D (y - v_0 t) = 0 \quad (2.40)$$

In diesem Punkt ist die messbare Reibungskraft gegeben durch die Federkraft:

$$F_{R,Mikro} = 1/2 D (y - v_0 t) = 2\pi k V_0 \sin(2\pi k V_0 y) \quad (2.41)$$

Aus Gl. 2.40 ergibt sich dabei zum Startzeitpunkt $t \rightarrow 0$ (durch diese Grenzwertbetrachtung folgt $\sin(z) \rightarrow z$):

$$y_0 = y(t \rightarrow 0) = \frac{v_0 t}{1 + \frac{4\pi^2 V_0 k^2}{D}}$$

Daraus folgt mit Gl. 2.41 für die Reibungskraft $F_R(t \rightarrow 0)$ zum Startzeitpunkt:

$$F_R(t \rightarrow 0) = D v_0 t \frac{C}{C+1} \quad \text{mit: } C = \frac{4\pi^2 V_0 k^2}{D} \quad (2.42)$$

Die Reibungskraft nimmt also in diesem Fall proportional zu v_0 zu. Der Massepunkt liegt zu Beginn in Ruhe, so dass die Haftreibungskraft auf atomarer Ebene linear ansteigt. Dadurch vergeht eine bestimmte Zeit und der Mikrokontakt muss eine Strecke y_0 bewegt werden, bis sich die eigentliche maximale Haftkraft am Mikrokontakt eingestellt hat. Nach Überschreiten dieser Kraft gleitet der Mikrokontakt über das Potential. Hierdurch ändert sich die Reibungskraft nach Gl. 2.41 periodisch mit dem zurückgelegten Weg und wird somit abhängig von der Bewegungsgeschwindigkeit.

Bei makroskopischen Kontakten kommt es zu einer Vielzahl dieser Mikrokontakten. Da nun ein makroskopischer Körper mit vielen Massepunkten in einem solchen periodischen Potential liegt, kommt es zu einer Linearkombination von einzelnen Reibungskräften der Massenpunkte, die ganz unterschiedliche Federkräfte $F_{R,Mikro}$ erfahren, da für sie ihre Position y variiert. Bei hohen Bewegungsgeschwindigkeiten gleichen sich die periodischen Eigenschaften von $F_{R,Mikro}$ im Mittel aus und es ergibt sich eine mittlere Gleitreibungskraft. Durch die Entstehung eines solchen gemittelten Zustandes wird die Gleitreibung unabhängig von der Geschwindigkeit und der Größe der Kontaktfläche (\Rightarrow Coulomb'sches Reibungsgesetz). Bei einer charakteristischen kleinen Geschwindigkeit hingegen gleichen sich diese Kräfte nicht aus, weil viele Mikrokontakte haften und der lineare Zusammenhang 2.42 gewinnt an Bedeutung. Somit sollte für kleine Geschwindigkeiten der Einfluss der Zustände der Mikrokontakte größer werden. Dieser Aspekt wird im folgenden Kapitel noch einmal unter dem Begriff des inneren Zustandes eines makroskopischen Systems aufgegriffen.

Durch den Aspekt der Linearkombination von Mikrokontakten ist es möglich für kleine Partikel einen weiteren Aspekt der Reibungskraft zu untersuchen. Die Aerosolpartikel haben im Allgemeinen einen sehr kleinen Durchmesser von $x < 100 \mu\text{m}$ (siehe Abb. 1.1), wodurch ihre Kontaktflächen sehr klein sind (siehe Gl. 2.15), so dass die Anzahl der Mikrokontakte sinkt. Dadurch nimmt die Bedeutung der einzelnen Mikrokontakte zu und es kann zu Abweichungen vom Coulomb'schen Reibungsgesetz kommen. So lässt sich bereits hier theoretisch vermuten, dass der Reibungskoeffizient nicht nur materialabhängig, sondern auch größenabhängig wird und somit charakteristisch ist für ein bestimmtes Pulver.

2.2.3 Elastischer Reibungskontakt

Bei der Untersuchung der Reibungskräfte hat Coulomb erkannt, dass es einen klaren Unterschied zwischen der Gleit- und Haftreibung gibt, den er durch die Reibungskoeffizienten μ_G und μ_H ausdrücken konnte. Dabei unterschied er beide Reibungskräfte, indem die eine in absoluter Ruhe der Kontaktpartner wirken sollte, die andere wenn beide Körper in relativer Bewegung zueinander sind. Doch mit dieser Feststellung charakterisierte er nur einen Grenzfall der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Reibungskoeffizienten.

Um diese Geschwindigkeitsabhängigkeit der Reibungskoeffizienten besser verstehen zu können, ist eine nähere Betrachtung des Kontaktes zwischen zwei Festkörpern, die tangential zueinander verschoben werden, von Nöten. Dies wurde bereits im Kapitel 2.1 für einen Normalkontakt durchgeführt, wobei sich gezeigt hat, dass die elastischen Eigenschaften bei einem Normalkontakt betrachtet werden sollten. Wird auf einen fest eingespannten Körper eine tangentiale Kraft (Schubspannung) ausgeübt, so wird dieser Körper sich daraufhin auch in tangentialer Richtung verformen (Scherdeformation). Diese elastischen Eigenschaften in tangentialer Richtung sind auch bei der Reibung von Bedeutung. Wird mit einer Schubspannung auf einen ruhenden Körper gedrückt, der über einen Reibkontakt auf einem anderen Körper ruht, so verhindert die Haftreibung zunächst die Bewegung des Festkörpers. Der Körper wird sich daraufhin jedoch elastisch verformen.

Um die Auswirkung der elastischen Eigenschaften zu verstehen, wird ein Modellsystem betrachtet, in dem eine Feder mit der Steifigkeit k und ein Dämpfer mit der Dämpfung n eingeführt wird. Im Ruhezustand

befindet sich das System bei $y = 0$ und soll nur mit einer Kraft F in y-Richtung in Bewegung versetzt werden. Dabei soll das freie Ende der Feder aber immer mit einer konstanten Geschwindigkeit v_0 gezogen werden.

Aus dieser Annahme folgt in der Ruhelage des Objektes, dass die Federverschiebung linear mit der Zeit zunimmt mit $\Delta y = v_0 t$. Dadurch erhöht sich auch die Federkraft $F_F = k v_0 t$, bis sie bei

$$t_0 = \frac{F_S}{k v_0}$$

gleich der Haftreibungskraft wird und sich damit das Objekt in Bewegung setzt. Die Gleitreibung F_G wirkt (Gleitphase, engl. Slip), wobei die Bewegungsgleichung dann übergeht zu:

$$m\ddot{y} + ky = kv_0 t - F_G \quad (2.43)$$

Unter Beachtung der Anfangsbedingungen ($y(t_0) = 0$ und $\dot{y}(t_0) = 0$) ergibt sich damit die Lösung:

$$\begin{aligned} y(t) &= A \sin(\omega t + \phi) + v_0 t - \frac{F_G}{k} \\ \dot{y}(t) &= A\omega \cos(\omega t + \phi) + v_0 \\ \ddot{y}(t) &= -A\omega^2 \sin(\omega t + \phi) \end{aligned}$$

mit:

$$A = \frac{1}{\omega} \sqrt{v_0^2 + \left(\omega \frac{F_S - F_G}{k} \right)^2}$$

Betrachtet man nun das Ergebnis der Geschwindigkeit des Körpers, so sieht man, dass dieser wieder zum Stillstand kommen kann, wenn:

$$\begin{aligned} \dot{y}(t_1) &= 0 \\ \Rightarrow \cos(\omega t_1 + \phi) &= -\frac{v_0}{A\omega} \end{aligned}$$

Zu diesem Zeitpunkt t_1 berechnet sich die Beschleunigung auf:

$$\ddot{y}(t_1) = -A\omega^2 \sqrt{1 - \cos^2(\omega t + \phi)} = -\frac{F_S - F_K}{m}$$

Die auf den Körper wirkende Kraft ist somit $F_{Körper} = m\ddot{y}(t_1) = -(F_S - F_G)$. Für die gesamte Federkraft gilt dann:

$$F_{Feder} = F_G + F_{Körper} = 2F_G - F_S < -F_S$$

Diese Kraft ist nun kleiner als die Haftreibungskraft, wodurch der Körper haften bleibt. Der Körper befindet sich nun wieder in der Haftphase (engl. Stick). In dieser Phase erhöht sich wieder die Federkraft linear bis die Kraft F_S erreicht ist. Dann kommt es zum Gleiten des Objekts, der Gleitphase. Somit ist diese Bewegung ein periodischer Wechsel aus einer Ruhe- (Stick) und einer Gleitphase (Slip) und wird daher Stick-Slip-Bewegung genannt. Die Dauer einer Slip-Phase kann berechnet werden als:

$$t_{slip} = \frac{2}{\omega} \arctan \left(\frac{\omega}{v_0} \frac{F_S - F_G}{k} \right)$$

Die hier gezeigte Schwingung der Bewegungsgeschwindigkeit im Slip-Stick ist in den meisten makroskopischen Systemen nur durch feine Messgeräte zu erfassen, da die Geschwindigkeitsänderungen $\ll v_0$ sind. Jedoch ist die Oszillation der Geschwindigkeit in makroskopischen, erregbaren Schwinger/Dämpfer-Systemen feststellbar. Hier wirkt die Stick-Slip-Bewegung als anregende Kraft für den Schwinger (z. B. die Tafelkreide beim Schreiben oder die Geigenseide beim Streichen mit dem Geigenbogen). Ist dabei die Frequenz der Stick-Slip-Schwingung gleich der Eigenfrequenz des Systems, kommt es zur Resonanz, die auch ohne Messgeräte feststellbar ist (z. B. ein Ton wird hörbar).

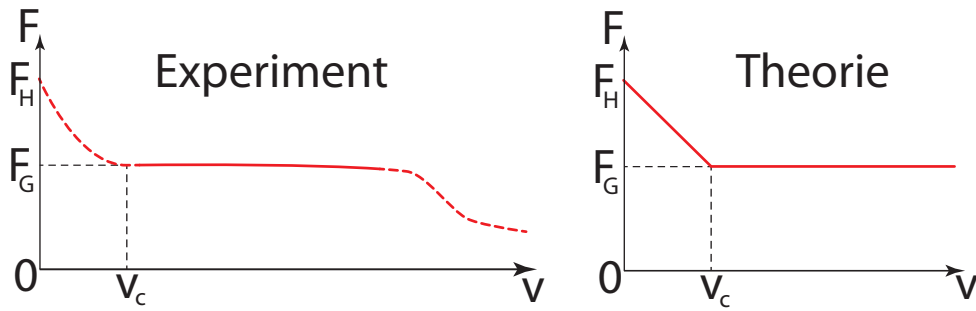


Abbildung 2.12: Abhängigkeit der Reibungskraft von der tangentialen Geschwindigkeit. Links: Im Experiment wurde festgestellt, dass die Haftreibung kontinuierlich abnimmt bis zur Gleitreibung [Bergmann u. a. (1998)]. Die gestrichelte Linie bei kleinen Geschwindigkeiten (v_c sehr klein) zeigt den Stick-Slip-Bereich. Bei sehr großen Geschwindigkeiten kommt es zum Supergleiten (dieser Effekt wird hier nicht weiter betrachtet). Rechts: Das Ergebnis der hier gezeigten theoretischen Betrachtung weist einen vergleichbaren Verlauf auf.

Soll beim Bewegen des Körpers eine konstante Geschwindigkeit v_0 gehalten werden, so muss bedingt durch die Stick-Slip-Bewegung gegen eine Reibungskraft gezogen werden, die von v_0 abhängig ist. Diese Abhängigkeit der Reibungskraft konnte sowohl experimentell bestätigt (siehe Abb. 2.12), als auch theoretisch gezeigt werden, durch eine Verallgemeinerung der Bewegungsgleichung 2.43 um eine Reibungskraft $F(\dot{x}, \theta)$, die von einer inneren Zustandsgröße θ abhängt (siehe vorheriges Kapitel).

$$F(\dot{x}, \theta) = F_G + (F_S - F_G)\theta \quad (2.44)$$

Die innere Zustandsgröße ist ein Maß für den Kontakt der Reibungspartner auf mikroskopischer Ebene. Liegt ein Körper in Ruhe so brauchen die Mikrokontakte, wie im vorangegangenen Kapitel gezeigt, eine gewisse Relaxationszeit τ um in Ruhe zu geraten. Erst dann haftet der Körper wieder vollständig und die Haftreibung muss überwunden werden. Es folgt $\theta = 1$. Wird der Körper in Bewegung versetzt kann die Relaxationszeit auch in eine Relaxationslänge D umgerechnet werden. Diese Länge muss linear zur Bewegungsgeschwindigkeit des Partikels $\theta = 0$ sein, so dass sich eine Differentialgleichung für θ ergibt:

$$\dot{\theta} = \frac{1}{\tau}(1 - \theta) - \frac{1}{D}\dot{x} \quad (2.45)$$

Diese Gln. 2.43, 2.44 und 2.45 lassen sich nur stationär lösen, wenn

$$\begin{aligned} \dot{x} &= v_0 \\ \theta &= \begin{cases} 1 - \frac{v_0}{v_c} & \text{wenn } v_0 < v_c \\ 0 & \text{wenn } v_0 > v_c \end{cases} \\ \Rightarrow F &= \begin{cases} F_G + (F_S - F_G) \left(1 - \frac{v_0}{v_c}\right) & \text{wenn } v_0 < v_c \\ F_G & \text{wenn } v_0 > v_c \end{cases} \end{aligned} \quad (2.46)$$

Diese Kraft ist in Abb. 2.12 dargestellt. Die Reibungskraft ist abhängig von der Relativgeschwindigkeit der Kontaktpartner. Diese Abhängigkeit weicht nur im Bereich von $v_0 < v_c$ von dem Gesetz der Coulomb-Reibung ab. Dabei gilt für die kritische Geschwindigkeit:

$$v_c = \frac{D}{\tau} \quad (2.47)$$

Sie ist für viele Materialien sehr klein, so dass die Stick-Slip-Bewegung nur bei kleinen Geschwindigkeiten auftreten kann.

Im Vergleich zu dem hier gezeigten Ergebnis zeigen die Messergebnisse in Abb. 2.12 keine abrupte Änderung des Reibungskraftverlaufs bei $v_0 = v_c$. Statt dessen zeigt sich eine langsamere Änderung des Verhaltens.

Um diese stetigen Übergänge numerisch beschreiben zu können, wurde eine Funktion entwickelt, die diesen Übergang erfasst. Der Reibungskoeffizient kann dabei aus Haft- μ_H und Gleitreibungskoeffizient μ_G bestimmt werden:

$$\mu(\dot{x}) = \mu_G + (\mu_H - \mu_G) \exp(-p_2 \dot{x}) + \frac{\mu_S - \mu_G}{1 + \exp\left(\frac{v_S - \dot{x}}{p_1}\right)} \quad (2.48)$$

Der Parameter p_2 gibt den Übergang zwischen beiden Reibungskoeffizienten wieder. p_1 ist der Parameter zur Beschreibung des Übergangs zum Supergleiten (Reibungskoeffizient μ_S) ab einer Grenzgeschwindigkeit v_S .

2.2.4 Simulationsmodelle

Zur Simulation der Reibungskräfte zwischen Partikeln müssen diese modelliert werden. Hierzu gibt es verschiedene Modelle, die Unterschiede in ihrer Komplexität und ihren Ergebnissen aufweisen und sich dadurch für bestimmte Problematiken besser eignen. In diesem Kapitel sollen drei Modelle und ihre Vorteile vorgestellt werden.

konstante Kraft Das Modell einer konstanten Reibungskraft ist das einfachste Modell zur Beschreibung der Reibung. Kommt es in der Simulation zwischen zwei Partnern (Partikel/Partikel oder Partikel/Wand) zu einem Kontakt mit relativer tangentialer Geschwindigkeit, so wird eine konstante Kraft zur Reduzierung der Partikelbewegung angenommen, die sich aus dem Coulomb-Gesetz ergibt:

$$F_R = -\mu_G F_N \operatorname{sgn}(\dot{y})$$

Um die Grenzen eines solchen Modells zu finden, kann dieses Modell an unterschiedlichen Gedankenexperimenten bekannter Phänomene überprüft werden. Dazu betrachten wir nun hier zwei Kontaktpartner in relativer Ruhe. In diesem Fall ist die Reibungskraft $-\mu_G F_N$. Nach dem Coulomb-Gesetz müsste aber in diesem Fall die Haftreibung wirken. Da $\mu_G < \mu_H$ ist, wird die Haftreibungskraft in diesem Modell unterschätzt. Die Partikel werden also schon durch kleinere Kräfte in Bewegung versetzt, als es die Coulomb-Reibung erwarten lässt. Ein typisches Beispiel wäre hier ein Objekt auf einer schiefen Ebene, das nun bei einem viel kleineren Steigungswinkel bereits zu gleiten beginnt. Daher eignet sich dieses Modell nur für Simulationen, in denen mit hohen Relativgeschwindigkeiten der Kontaktpartner zu rechnen ist oder die Reibung in den Kontakten nur eine geringe Rolle spielen wird. Aufgrund der einfachen Berechnung dieser Kraft ist nur ein sehr geringer Berechnungsaufwand nötig.

viskose Kraft In dem Modell einer viskosen Kraft ist die Reibung abhängig von der Relativgeschwindigkeit der Kontaktpartner. Dabei sind hier die unterschiedlichsten Abhängigkeiten möglich. Dies könnte z. B. ein einfacher linearer Zusammenhang sein oder eine kompliziertere Regressionsfunktion, die auf Basis von Messdaten gewählt wurde. Als linearer Zusammenhang würde sich die Abhängigkeit aus Gl. 2.46 eignen, wobei die veränderliche Kraftkurve durch einen geschwindigkeitsabhängigen Reibungskoeffizient realisiert wird:

$$F_R = \mu(v) F_N \operatorname{sgn}(\dot{y}) \quad \text{mit:} \quad (2.49)$$

$$\mu(\dot{y}) = \begin{cases} \mu_G + (\mu_H - \mu_G) \left(1 - \frac{\dot{y}}{v_c}\right) & \text{wenn } \dot{y} < v_c \\ \mu_G & \text{wenn } \dot{y} > v_c \end{cases} \quad (2.50)$$

Im Fall eines ruhenden Partikels ist $\mu(0) = \mu_G + (\mu_H - \mu_G) = \mu_H$ und die Reibungskraft wird zur Haftreibung $F_R = \mu_H F_N$. Bei einer größeren Geschwindigkeit gilt $\mu(\dot{y} > v_c) = \mu_G$ und es ergibt sich die Gleitreibung. Somit würde dieser Ansatz das Coulomb-Gesetz wiedergeben. Um zu prüfen, ob auch die numerische Lösung der Differentialgleichung dieser Kraft realistisch ist, wurde ein bewegtes Objekt betrachtet, das auf einer Oberfläche durch die Reibung abgebremst wird. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Abb. 2.13 zu sehen.

Die Geschwindigkeit nimmt zunächst linear ab, bis zu einer bestimmten kleinen Geschwindigkeit v_c . Danach nimmt die negative Beschleunigung aufgrund der vorgegebenen Reibungsfunktion linear zu, bis die Geschwindigkeit fast null ist. Da nun allerdings die Zeitschrittgröße einem konstanten Wert entspricht, wird

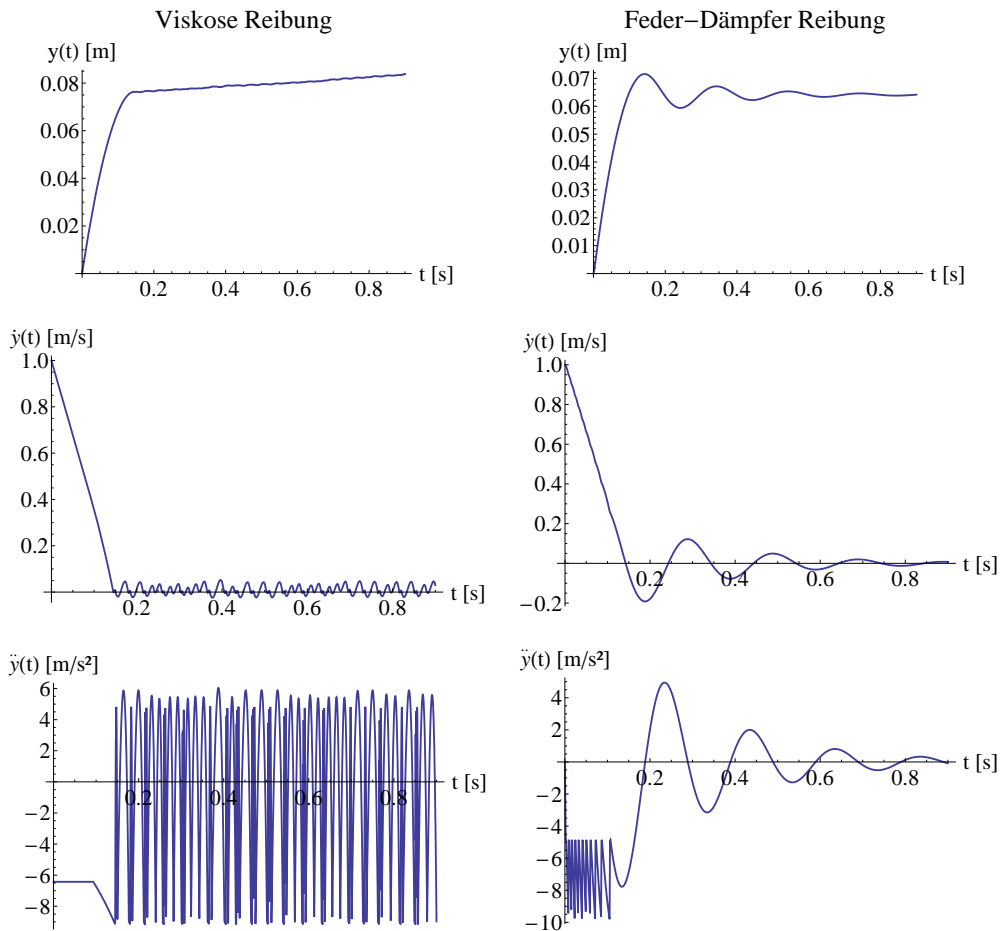


Abbildung 2.13: Beispiele einer numerischen Lösung für die Bewegung einer Masse von $m=1$ kg auf einer Oberfläche mit Haft- und Gleitreibung. Links: Die Lösung unter Verwendung des viskosen Reibungsmodells. Wenn die Geschwindigkeit $\dot{y} \rightarrow 0$ ist, kommt es durch die diskrete Zeitschrittgröße zu einer Schwingung der Geschwindigkeit, durch die sich der Ort y weiter ändert. Rechts: Die Lösung über das Feder-Dämpfer-Modell. Nachdem die Geschwindigkeit durch die Gleitreibung auf einen kleinen Wert reduziert wurde, beginnt die Feder des Modells zu wirken und es entsteht eine gedämpfte Schwingung um die Ruhelage. Der Körper liegt nun in Ruhe und die Haftreibung wirkt.

die Geschwindigkeit soweit reduziert, dass sie negativ wird. Das Partikel dreht seine Bewegungsrichtung also nur um und wird dabei nicht langsamer. Anschließend wirkt erneut die Reibungskraft und erzeugt bei der Berechnung dieses Zeitschrittes eine weitere Richtungsumkehr der Bewegung. Dieser Richtungswechsel der Bewegung wiederholt sich nun immer weiter, so dass das Partikel niemals seine Ruhelage erreicht und mit einer maximalen Geschwindigkeit Δv schwingt. Dabei kann diese Schwingung auch um die Ruhelage unsymmetrisch sein, so dass es, wie in diesem Beispiel, im Mittel zu einer Bewegung des Partikels kommt. Die Ursache dieser Schwingung ist ein Resultat der konstanten Zeitschrittgröße Δt und der Beschleunigung, die durch die größer werdende Reibungskonstante ansteigt.

Um dennoch die Geschwindigkeit auf Null setzen zu können, bietet es sich an, für einen Simulationsschritt, statt der berechneten Reibungskraft, eine Kraft $F = m \cdot a = m \cdot \Delta v / \Delta t$ wirken zu lassen, die die Geschwindigkeit innerhalb eines Zeitschrittes auf null reduziert. Für die Definition, bei welchem Zeitschritt diese Kraft wirken soll, gibt es verschiedene Ansätze. Eine Möglichkeit ist, diese Kraft bei einer sehr kleinen Geschwindigkeit $\Delta v \ll \Delta v_C$ wirken zu lassen. Dieser Ansatz wäre einfach zu realisieren, birgt aber das Risiko diese kritische Geschwindigkeit falsch abzuschätzen. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den numerischen Löser auf eine Vorzeichenänderung während eines Reibungskontakts achten zu lassen. Dies kann aber zu Problemen führen, wenn es neben dem Reibungskontakt zu weiteren Stößen mit dritten Stoßpartnern kommt.

Feder-Dämpfer-Modell Dieses Modell hingegen beschreibt einen Reibungskontakt über einen vollkommen anderen Ansatz, der die elastischen Eigenschaften des Reibkontaktes direkt zu realisieren versucht. Hierzu wird ausgenutzt, dass die Bewegungsgleichung (siehe Abb. 2.43) sehr große Ähnlichkeit mit der eines Feder-Dämpfer-Systems aufweist. Daher wird angenommen, dass sich die Reibung durch ein tangentialen Feder-Dämpfer-System richtig beschreiben lässt. Dabei erscheint dieser Ansatz nach der Betrachtung der vorangegangenen Modelle sinnvoll, da der Dämpfer die genannte Schwingung um die Ruhelage auf Null dämpfen kann. Um bei einer numerischen Berechnung die wirkende Reibungskraft berechnen zu können, wird zunächst eine tangentiale Testkraft [Luding 2008, Kruggel-Emden u. a. 2008]

$$F_0 = -D_t \xi - G_t \dot{y} \quad (2.51)$$

berechnet mit der tangentialen Federsteifigkeit D_t und dem tangentialen Dämpfer G_t .

Die Größe ξ ist die Ausdehnung der neu eingeführten tangentialen Feder zur Ruhelage. Da sich die Ruhelage in jedem Zeitschritt ändert, muss diese iterativ aus dem vorherigen Zeitschritt berechnet werden und im numerischen Löser entsprechend zwischen den Zeitschritten für jeden Kontakt gespeichert werden. Anschließend wird die Haft- und Gleitreibungskraft bestimmt:

$$\begin{aligned} F_S &= \mu_H F_N \\ F_G &= \mu_G F_N \end{aligned}$$

Aus diesen drei Kräften wird zunächst die richtige Reibungskraft gewählt:

$$F_C = \begin{cases} F_S & \text{wenn } F_0 \leq F_S \cup F_0 < F_G \\ F_G & \text{ansonsten} \end{cases}$$

Nun wird die kleinere Testkraft F_0 oder die Kraft F_C als neue tangentiale Reibungskraft ausgewählt:

$$F_T = \min(F_C, F_0) \operatorname{sgn}(\xi)$$

Danach muss die Federausdehnung für den nächsten Iterationsschritt berechnet werden. Im Fall der Haftreibung ($F_C = F_S$) verlängert sich die Feder iterativ mit der Geschwindigkeit des Objektes, wodurch die Federausdehnung zeitlich zunimmt:

$$\xi' = \xi + \dot{y} \cdot \Delta t \quad \text{mit } \Delta t \text{ der Zeitschrittgröße}$$

Im Fall der Gleitreibung ($F_C \neq F_G$) muss die Federausdehnung das Coulomb-Reibungsgesetz wiedergeben:

$$\xi' = -\frac{1}{D_t} (F_G + \gamma \cdot \dot{y})$$

Durch die Verwendung von ξ' im nächsten Schritt in Gl. 2.51, ergibt sich $F_0 \approx \mu_G F_N = F_G$.

Im dreidimensionalen Raum ist die Kraft \vec{F}_T , anders als bei geringeren Dimensionen, nicht zwangsläufig parallel zur tangentialen Geschwindigkeit \vec{v}_t . Daher muss in diesem Fall die Feder in jedem neuen Zeitschritt neu gedreht werden, so dass sie parallel zur Relativgeschwindigkeit bleibt. Hierzu wird der Verschiebungsvektor $\vec{\xi}$ im nächsten Zeitschritt gedreht:

$$\vec{\xi} = \vec{\xi}' - \vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{\xi})$$

Das hier eingeführt Modell wurde bereits von [Cundall und Strack 1979] für den zweidimensionalen Fall eingeführt.

Auch mit diesem Modell wurde eine numerische Berechnung der Bewegung eines Partikel auf einer Ebene durchgeführt (siehe Abb. 2.13). Dabei hat sich aufgrund des wirkenden Feder/Dämpfer-Systems eine Schwingung in der Ruhelage eingestellt, die aber so abgebremst wird, dass das Partikel zur Ruhe kommt.

2.3 Rotation und Rollen

In den vorherigen Kapiteln wurden die Partikel als starre Körper betrachtet, die sich nicht um ihre Achse drehen. Wird dies zugelassen, so können die Partikel um ihre eigenen Achsen frei rotieren, wenn sie sich frei durch den Raum bewegen. Partikel, die im Kontakt zu einer Fläche oder einem Partikel stehen, können dann aber durch diesen Kontakt nicht mehr frei rotieren. Hier wird die Rotation zu einer Rollbewegung der Partikel. Diese Bewegungen sollen in diesem Kapitel untersucht werden.

Da die Rotationsachse bei einem Kontakt zweier Objekte beliebig zur Kontaktnormalen ausgerichtet sein kann, ist es an dieser Stelle sinnvoll, die Rotation dreidimensional zu betrachten.

2.3.1 Rotation

Rotiert ein Massepunkt um eine beliebige Achse frei im Raum, so kann man diesem Teilchen einen Drehimpuls \vec{L} zuordnen, der auf Basis des Impulses des Teilchens definiert ist:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = m \cdot (\vec{r} \times \vec{v})$$

Analog zum zweiten Newtonschen Axiom darf sich dieser Drehimpuls nur ändern, wenn ein Drehmoment auf das Partikel wirkt.

$$\vec{D} = \frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt}(\vec{r} \times \vec{p}) = \vec{r} \times \vec{F}$$

Zusätzlich kann die Winkelgeschwindigkeit eingeführt werden, die als Vektor definiert ist, dessen Richtung die Rotationsachse und dessen Betrag die Rotationsgeschwindigkeit ist:

$$\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r}_n \quad \text{mit } r_n: \text{ Abstand zur Rotationsachse}$$

$$\Rightarrow \vec{L} = m(\vec{r} \times \vec{v}) = m(\vec{r} \times (\vec{\omega} \times \vec{r})) = m r^2 \vec{\omega} \quad (2.52)$$

Ein Partikel ist ein starrer Körper mit einer dreidimensionalen Achse. Dadurch kann das Partikel um eine seiner Achsen rotieren, die durch die Drehachse gegeben ist. Auch für einen starren Körper kann ein Drehimpuls bestimmt werden. Dazu wird der Körper in viele kleine Massenpunkte zerlegt, die um eine Achse rotieren. Somit wird der Drehimpuls zur Summe der Drehimpulse der einzelnen Massen, die in ein Integral überführt werden kann, wenn die Massenpunkte als infinitesimal klein angesehen werden:

$$\begin{aligned} \vec{L} &= \sum_i m_i (\vec{r}_i \times \vec{v}_i) = \sum_i (m_i r_i^2) \vec{\omega} \\ \Rightarrow \vec{L} &= \int_V r^2 dm \vec{\omega} = I \vec{\omega} \end{aligned}$$

Der Term im Integral erscheint hier im Drehimpuls, wie die träge Masse in der Impulsgleichung eines Teilchens. Daher wird dieses Integral als Trägheitsmoment I bezeichnet und ist eine feste Eigenschaft des jeweiligen starren Körpers. Die Partikel werden hier und im Folgenden häufig als sphärische Partikel betrachtet, daher soll hier exemplarisch das Trägheitsmoment einer Kugel mit der Masse m angegeben werden, die um eine Achse rotiert, die durch ihren Mittelpunkt geht:

$$I_S = \int_V r^2 dm = \int_V r^2 \rho(r) dV = \frac{2}{5} m R^2 \quad (2.53)$$

Rotiert sie nicht mehr um ihren Schwerpunkt, so muss das Trägheitsmoment I_S in die neue Achse verschoben werden. Diese Verschiebung kann durch den Satz von Steiner aus dem unverschobenen Trägheitsmoment I_S berechnet werden

$$I_A = I_S + m \cdot a^2 \quad (2.54)$$

wobei a der senkrechte Abstand der Achsen ist, um die das Trägheitsmoment verschoben werden soll.

Wenn auf Partikel oder Agglomerate, die sich frei im Raum bewegen, keine weiteren Drehmomente wirken, gilt für sie die Drehimpulserhaltung:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \frac{d\vec{L}}{dt} = 0 \\ \Rightarrow \vec{D} &= I\vec{\omega} = 0 \Rightarrow \dot{\vec{\omega}} = 0 \end{aligned} \quad (2.55)$$

Die Rotationsgeschwindigkeit ist somit für die Partikel und Agglomerate konstant. In der Rotation ist die Rotationsenergie gespeichert:

$$E_{rot} = \frac{I \omega^2}{2}$$

Stoßen zwei oder mehr Partikel im freien Raum können aufgrund von dezentralen Stößen Drehmomente entstehen. Dabei können die Partikel auch aneinander haften bleiben und um eine gemeinsamen Achse mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}_0$ rotieren. Die zum Kontakt von zwei Partikeln tangentielle Komponente $\vec{\omega}_{0,t}$ ist:

$$\vec{\omega}_{0,t} = \frac{\vec{n} \times (\vec{v}_2 - \vec{v}_1)}{R'_1 + R'_2}$$

mit R'_1, R'_2 den korrigierten Partikelradien ($R' = R - \Delta x/2$, Δx : Überlappung der beiden Partikel, Federdeformation) des Partikels 1 und 2.

In dem Fall, dass beide Partikel im Kontakt um eine gemeinsame Achse rotieren, setzt sich der Drehimpuls zusammen aus den Drehimpulsen \vec{L}_1, \vec{L}_2 der beiden Partikel und dem Drehimpuls der Rotation dieser beiden umeinander, also der Rotation des Agglomerats. In dieser Bewegung rotieren die Partikel um ihren gemeinsamen Schwerpunkt, der definiert ist über $\vec{x}_S = (m_1 \vec{x}_1 + m_2 \vec{x}_2)/(m_1 + m_2)$ mit den Positionen der Partikel \vec{x}_1, \vec{x}_2 . Über die Distanz der Partikel zum Schwerpunkt $x_{i,S} = |\vec{x}_i - \vec{x}_S|$ (mit $i = 1, 2$) ergibt sich mit der Gl. 2.52 das Gesamtdrehmoment:

$$\vec{L}_G = \vec{L}_1 + \vec{L}_2 + m_1 x_{1,S}^2 \vec{\omega}_{0,t} + m_2 x_{2,S}^2 \vec{\omega}_{0,t}$$

Da beide Partikel frei im Raum umeinander rotieren und kein äußeres Drehmoment wirkt, gilt die Drehimpulserhaltung mit Gl. 2.55:

$$\vec{D}_G = \vec{D}_1 + \vec{D}_2 + m_1 x_{1,S}^2 \frac{d\vec{\omega}_{0,t}}{dt} + m_2 x_{2,S}^2 \frac{d\vec{\omega}_{0,t}}{dt} = 0 \quad (2.56)$$

Für das Drehmoment $\vec{D}_i = I_i \vec{\omega}_i$ (mit $i = 1, 2$) folgt $\vec{D}_1 = (I_1/I_2) \vec{D}_2$, so dass sich Gl. 2.56 lösen lässt:

$$\left(1 + \frac{I_1}{I_2}\right) \vec{D}_K = - (m_1 x_{1,S}^2 + m_2 x_{2,S}^2) \frac{d\vec{\omega}_{0,t}}{dt}$$

Das so berechnete Drehmoment \vec{D}_K wirkt im Kontakt zweier Partikel, wenn diese um eine gemeinsame Achse rotieren.

2.3.2 Rollen

Wird ein rotierender Körper mit einer Oberfläche in Kontakt gebracht, so beginnt er durch die Rotation zu rollen. Wenn ein Körper rollt, ohne dabei zu gleiten, dann legt der Schwerpunkt S des Körpers einen Weg zurück, der direkt proportional ist zum Winkel, um der sich der Rotationskörper in der gleichen Zeit bewegt hat. Daher folgt für die Kinematik des Schwerpunktes \dot{y}_s bei der Rollbewegung:

$$\dot{y}_s = R \cdot \frac{d\phi}{dt} = R \cdot \omega \quad (2.57)$$

Die Geschwindigkeit eines beliebigen Punktes auf dem Rollkörper ergibt sich aus $\dot{\vec{y}}_P = \dot{\vec{y}}_S + (\vec{\omega} \times \vec{r}_{SP})$, wobei \vec{r}_{SP} der Vektor vom Schwerpunkt zum beliebigen Punkt ist. Diese beiden Gleichungen zeigen, dass der Punkt mit der niedrigsten Geschwindigkeit der Auflagepunkt des Rollkörpers ist. Dieser Punkt bewegt sich mit einer geringeren Geschwindigkeit als der Schwerpunkt, so dass nun die Rotationsachse nicht durch den Schwerpunkt verläuft. Stattdessen kann die Rollbewegung als eine Rotationsbewegung um den momentanen Berührungspunkt beschrieben werden. Dabei kann gezeigt werden, dass die Rotationsgeschwindigkeit um den Auflagepunkt $\omega_A = \omega_s$ der Winkelgeschwindigkeit um den Schwerpunkt entspricht. Dieser Aspekt ist für die Betrachtung der Dynamik des Rollkörpers entscheidend. Zum einen muss hierdurch das Trägheitsmoment über den Steiner'schen Satz verschoben werden. Daher ergibt sich für eine rollende Kugel ein Trägheitsmoment (siehe Gl. 2.54) von:

$$I_A = I_S + m R^2 = \frac{7}{5} m R^2$$

Zum anderen muss bei der Berechnung des Drehmomentes durch wirkende Kraft der Auflagepunkt als Rotationsachse berücksichtigt werden. Daher ist das Drehmoment $\vec{D} = \vec{F} \times \vec{r}_{AP}$ mit \vec{r}_{AP} dem Abstand zwischen Auflagepunkt und dem Kraftansatzpunkt. Als Beispiel sei hier eine Garnrolle genannt, die sich in Abhängigkeit der Zugrichtung am Faden auf- oder abrollt.

Das Rollen auf einer Oberfläche ist auch immer mit Reibung verbunden. Diese Reibung wird Rollreibung genannt. Da die Rollreibung die Winkelgeschwindigkeit reduziert, wird sie definiert als ein Drehmoment D_R , das auf den Rotationskörper wirkt:

$$D_R = \mu_R F_N$$

Die hier eingeführte Materialkonstante μ_R wird Rollreibungskoeffizient genannt (mit der Dimension einer Länge) und kann auch für viele Materialien auf einer schiefen Ebene bestimmt werden. Hierzu wird eine Kugel mit dem Radius R auf die schiefe Ebene gelegt, deren Steigungswinkel nun so lange vergrößert wird, bis die Kugel zu rollen beginnt. Wird der Winkel erneut reduziert, so wird die Kugel durch die Reibung abgebremst. Dann gilt für diesen kritischen Steigungswinkel ϕ_R :

$$\mu_R = R \cdot \tan(\phi_R)$$

Bei dieser Betrachtung der Rollbewegung wurde die Möglichkeit vernachlässigt, dass ein solcher Körper auch gleiten oder rutschen kann. Dies kann dann von Bedeutung sein, wenn ein bereits rotierendes Partikel z. B. eine Fläche berührt. Im ersten Kontaktpunkt hat die Partikeloberfläche eine Geschwindigkeit relativ zur ruhenden Fläche. Daher wirkt zwischen beiden Flächen die Gleitreibung. Das rotierende Partikel gleitet also über die Oberfläche. Dieser Effekt wird Torsion genannt. Die Gleitreibung erzeugt dabei ein Drehmoment auf das Partikel, das definiert ist über:

$$D_T = \mu_T F_N$$

Durch dieses Drehmoment reduziert sich die Partikelrotation bis die relative Geschwindigkeit der Oberflächen zwischen Partikel und Fläche sehr klein ist. Dann nimmt der Haftreibungskoeffizient zu, die Partikeloberfläche haftet auf der Fläche und das Partikel beginnt über die Fläche zu rollen. Dies ist dann möglich, wenn die Rollbedingung erfüllt ist (siehe Gl. 2.57).

Der hier eingeführte Torsionsreibungskoeffizient ist somit abhängig von der Gleitreibung über $\mu_T = \mu_G \cdot R$.

2.3.3 Simulation des Rollens

Um den Vorgang des Rollens simulieren zu können, ist es nötig, eine Rotation der Partikel einzuführen. Da jedes Partikel in unterschiedliche Richtung rotieren kann, muss für jeden Partikel ein dreidimensionaler Vektor als Winkelgeschwindigkeit eingeführt werden. Bewegt sich das Partikel nun frei im Raum, wie z. B. in einem Aerosol, so hat diese Rotation keinen Einfluss auf die Trajektorie des Partikels. Da kein Drehmoment wirkt, gilt die Drehimpulserhaltung.

Kommt es zu einem Kontakt zwischen einem Rotationskörper und einem Partner, so kommt es zum Rollen des Partikels. Dadurch ändert sich die Partikeltrajektorie und der Schwerpunkt bewegt sich entsprechend der Gl. 2.57 vorwärts. Dabei gilt es zusätzlich die Rollreibung zu beachten. So kommt es nur zum Rollen wenn dieses Drehmoment überwunden ist. Das Drehmoment der Rollreibung reduziert beim Rollen die Rotationsgeschwindigkeit. Hierzu gibt es verschiedene Modelle zur Beschreibung der Rollreibung in einer numerischen Simulation. Da diese Modelle äquivalent zu den Reibungsmodellen sind (auch die dort angesprochenen Anwendungsgrenzen sind auf die Rotation anwendbar), wird dies hier nur kurz angesprochen.

konstantes Drehmoment In dem Modell des konstanten Drehmoments wird angenommen, dass bei einem Kontakt zwischen zwei rotierenden Partnern ein konstantes Drehmoment wirkt, das vollkommen unabhängig ist von der relativen Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}_{rel} = \vec{\omega}_2 - \vec{\omega}_1$. Somit gilt für das Drehmoment:

$$\vec{D}_R = -\mu_R R F_N \frac{\vec{\omega}_{rel}}{|\vec{\omega}_{rel}|}$$

Dieses Modell hat eine ähnliche Problematik, wie das viskose Reibungsmodell in Kapitel 2.2. So kann auch hier, durch Berechnen der Änderung der Winkelgeschwindigkeit bei diskreten Zeitschrittgrößen, ein Körper mit sehr geringer Rotationsgeschwindigkeit keine stabile Ruhelage einnehmen. Rollt z. B. die Kugel auf einer geraden Oberfläche, kommt sie in der Realität zu einem bestimmten Zeitpunkt zur Ruhe. In diesem Modell entsteht allerdings eine Schwingung der Rotation der Kugel.

viskoses Drehmoment Das Modell wurde von [Zhou u. a. 1999] vorgeschlagen. Hier verhält sich das Drehmoment der Reibung linear zur Winkelgeschwindigkeit:

$$D_R = -\mu_R R F_N (\vec{\omega}_2 \vec{r}_2 - \vec{\omega}_1 \vec{r}_1)$$

Ein genauerer Blick auf den Ausdruck in der Klammer zeigt, dass hier eigentlich die relative tangentielle Geschwindigkeit der Oberflächen im Kontaktpunkt eingeht.

Auch dieses Modell zeigt Einschränkungen. Bei sehr kleinen Winkelgeschwindigkeiten geht das Drehmoment der Rollreibung $D_R \rightarrow 0$. Liegt die so ruhende Kugel auf einer nur leicht geneigten Ebene, fängt sie direkt an zu rollen, weil die Rollreibung null ist und die Gravitationskraft tangential zur Ebene somit immer ein größeres Drehmoment erzeugt. Eine Kugel in der Realität würde ruhen, da die Rollreibung größer als die Gravitationskraft ist. Somit ist es in diesem Beispiel nicht möglich die Bildung einer Pulverschüttung zu simulieren.

Feder-Dämpfer-Modell Dieses Modell wurde von [Iwashita und Oda 1998; Jiang u. a. 2005/07] eingeführt und wird im Folgenden in einer etwas erweiterten Form vorgestellt, wie es von [Ai u. a. 2011/01/30] vorgeschlagen wurde. Hierzu wird das Drehmoment der Rollreibung wieder durch ein Feder- D_F und ein Dämpfer-Drehmoment D_D ersetzt, so dass folgt $D_R = D_F + D_D$. Das Feder-Drehmoment wird hier durch die Rechnung bestimmt:

$$\begin{aligned} D_{F,T} &= D_F(t) - k_R \Delta\phi_R \\ D_F(t') &= \begin{cases} D_F(t) - k_R \Delta\phi_R & \text{wenn } |D_{F,T}| > D_R \\ D_R & \text{wenn } |D_{F,T}| \leq D_R \end{cases} \end{aligned}$$

mit $t' = t + \Delta t$ der inkrementell berechneten Zeit, k_R der Federsteifigkeit der Rollreibung und $\Delta\phi_R$ der relativen Rotationswinkeländerung zwischen den Kontaktpartnern. Hier ist $D_R = \mu_R R F_N$ die Grenz-Rollreibung,

die erreicht wird bei maximalem Rollwinkel $\phi_R = D_R/k_R = \mu_R/(2J)$. Der hier eingeführte dimensionslose Koeffizient J wurde von [Wang u. a. 2004] eingeführt und beschreibt die Steifigkeit des Rollkontaktes. Hierdurch kann die Federsteifigkeit bestimmt werden:

$$k_R = \frac{\mu_R R F_N}{\phi_R}$$

Auch das Dämpfermoment kann definiert werden in Abhängigkeit von $D_F(t')$:

$$D_D(t') = \begin{cases} -C_R \omega & \text{wenn: } |D_F(t')| < D_R \\ -f C_R \omega & \text{wenn: } |D_F(t')| = D_R \end{cases}$$

Ist $f = 0$, so wirkt das Dämpfer-Drehmoment nur bis der volle Rollwinkel ϕ_R erreicht ist. Dieser Fall ist nicht physikalisch erklärbar, hilft aber bei der Stabilisierung der Lösung, so dass dieser Fall häufig in Simulationen gewählt wird. Bei $f = 1$ wirkt der viskose Dämpfer, was den physikalisch sinnvollen Bereich der viskosen Rollreibung wiedergeben soll. Der eingeführte Dämpfungsfaktor C_R kann definiert werden über einen Verhältnisfaktor η , der die viskose Dämpfung in Relation zur kritischen Dämpfung $C_{R,krit}$ und dem relativen Trägheitsmoment I_R betrachtet (siehe [Wang u. a. 2004]).

2.4 Adhäsionskräfte

Adhäsionskräfte sind Kräfte, durch die es zum Anhängen von Objekten aneinander kommen kann. Sind die haftenden Objekte aus dem gleichen Material, wird die Adhäsion auch häufig als Kohäsion bezeichnet.

Im Kapitel 2.1 wurde gezeigt, welche Auswirkung die Adhäsion auf einen elastischen Kontakt hat. Dabei wurde in diesem Kapitel die Adhäsion in Form einer Adhäsionsarbeit $\Delta\gamma$ eingeführt. Dieser Begriff fasst eine große Anzahl von verschiedenen Adhäsionskräften zusammen und zeigt dabei nicht deren Ursachen auf. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Ursachen und der Auswirkung der Adhäsion, wobei die Betrachtung beschränkt wird auf die Kräfte, die relevant sind bei der Betrachtung und Berechnung von Partikeltrajektorien.

2.4.1 Coulomb-Kräfte und van-der-Waals-Kräfte

Die Coulomb-Kraft beschreibt die elektrostatische Kraft zwischen zwei Punktladungen Q_1 und Q_2 im Abstand $\vec{D} = \vec{x}_2 - \vec{x}_1$:

$$\vec{F}_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \frac{Q_1 \cdot Q_2}{|\vec{D}|^2} \frac{\vec{D}}{|\vec{D}|}$$

Diese Kraft kann im Fall unterschiedlich geladener Punktladungen anziehend und im Fall gleich geladener Ladungen abstoßend sein.

Jedoch besitzen die Partikel eine Ausdehnung, so dass es nötig ist, diese Kraft auf ausgedehnte Kugeln zu erweitern. Da die in dieser Arbeit betrachteten Pulver aus Materialien bestehen, die elektrisch isolieren, können sich die Ladungen nicht frei innerhalb der Kugeln bewegen. Die Ladungen entstehen meist durch Reibung mehrerer Partikel gegeneinander (Triboelektrischer Effekt, [Ireland 2010/3/10; Peter M. 2010/3/10]), so dass die Ladungen nur an der Oberfläche der Partikel sitzen können und dabei nicht homogen über die Oberfläche verteilt sind. Hierdurch können abhängig von der Ladungsverteilung σ_e auf einem Partikel mehrere Bereiche entstehen, die auf eine Probeladung jeweils anziehend oder abstoßend wirken, so dass die Anziehungskraft stark abhängig von der Lage des zweiten Partikels wird. Sollte eine solche Kraft aber in ein numerisches Modell übernommen werden, müsste für jedes Partikel die Position der verschiedenen Ladungsbereiche gespeichert werden, wodurch der numerische Aufwand stark ansteigt. Daher wird angenommen, dass im Durchschnitt aller Partikel von einer homogenen Ladungsverteilung auf den Partikeln ausgegangen werden kann.

Unter dieser Annahme ist das elektrische Feld einer ausgedehnten Kugel ähnlich dem einer Punktladung. Nur der Abstandsvektor muss um den mittleren Durchmesser $D = 2r$ (r : mittlere Radius) der beiden Ku-

geln verschoben werden. Zusätzlich wird ein Abstand a eingeführt, der als Abstand zwischen den beiden Kugeloberflächen definiert ist.

$$\begin{aligned} |\vec{D}| &\rightarrow 2r + a \\ \Rightarrow \vec{F}_{C,KK} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \frac{Q_1 \cdot Q_2}{4r^2 (1 + \frac{a}{2r})^2} \frac{\vec{D}}{|\vec{D}|} \end{aligned}$$

Die Ladungen Q_1, Q_2 werden durch triboelektrische Effekte erzeugt, bei denen Elektronen mit der Elementarladung $-e$ von den Partikel ab- oder aufgerieben werden. Daher ist die Ladung der Partikel immer ein ganzes Vielfaches n_1, n_2 dieser Elementarladungen, die von Milikan 1910 bestimmt wurde [Millikan 1911]:

$$\vec{F}_{C,KK} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \frac{n_1 \cdot n_2}{4r^2 (1 + \frac{a}{2r})^2} \frac{\vec{D}}{|\vec{D}|} \quad (2.58)$$

Auch durch eine geladene planare Fläche (z. B. Geometriewände) können geladene Partikel über eine elektrostatische Kraft $F_{C,KW}$ angezogen werden [Becker u. a. 2009b]:

$$\vec{F}_{C,KW} = \frac{e}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \frac{n_1 \cdot n_2}{4r^2 (1 + \frac{a}{r})^2} \frac{\vec{D}}{|\vec{D}|} \quad (2.59)$$

Aber auch ohne das Vorhandensein dieser Ladungen können sich die Partikel über elektrische Wechselwirkung anziehen. So bestehen die Partikel häufig aus Materialien, die auf chemischen Verbindungen und Molekülen beruhen. In diesen Molekülen ist die Ladung meistens nicht homogen verteilt, da die Molekülatome die vorhandenen Ladungen unterschiedlich stark an sich ziehen, so dass es eher positiv oder negativ geladene Seiten in einem Molekül geben kann. Für diese elektrischen Felder lässt sich zeigen, dass diese in erster Ordnung ein Dipol-Moment $\vec{\mu}$ haben. Für einen Dipol aus zwei gegensätzlichen Punktladungen Q und $-Q$ mit einem Abstandsvektor \vec{l} kann ein Dipol-Moment $\vec{\mu} = Q \cdot \vec{l}$ definiert werden. Für ein allgemeines Molekül mit der Ladungsverteilung $\rho_e(\vec{r})$ gilt aber:

$$\vec{\mu} = \int \rho_e(\vec{r}) \cdot \vec{r} dV$$

Zwei freie Dipole im Abstand \vec{D} richten sich aufgrund der elektrischen Kräfte so aus, dass die Dipol-Momente antiparallel zueinander stehen. Die Ladungen in den Dipolen ziehen sich dabei an, so dass sich auch beide Dipole $\vec{\mu}_1$ und $\vec{\mu}_2$ anziehen. Durch diese Anziehungskraft haben beide Moleküle eine potentielle Energie $V \propto 1/D^3$ (nach [Bergmann u. a. 1999 S.66 f.]). Sind die Moleküle fest gebunden gilt $V \propto 1/D^6$.

Bringt man nun ein solches Molekül in die Nähe eines Festkörpers mit einem Halbraum, so wird das Molekül durch die Dipole im Festkörper angezogen. Die potentielle Energie muss über alle Dipole summiert werden, wobei eine Proportionalitätskonstante C_{AB} eingeführt wird, um die genannte Abstandabhängigkeit der Kraft auszunutzen. Nach [Butt u. a. 2010] ergibt sich somit die potentielle Energie über Molekül-Dichte im Halbraum ρ_B im Abstand D' :

$$W_{\text{Molekül, Halbraum}} = -C_{AB} \int_{\text{Halbraum}} \frac{\rho_B}{D'^6} dV = -\frac{\pi \rho_B C_{AB}}{6 D^3} \quad (2.60)$$

mit dem Abstand D zwischen Molekül und Halbraum.

Im zweiten Schritt kann nun die potentielle Energie zwischen zwei planaren Oberflächen im Abstand D durch eine zweite Summierung der potentiellen Energie aus Gl. 2.60 über alle Moleküle in der zweiten Oberfläche bestimmt werden. Um das Ergebnis nicht abhängig von der Fläche der beiden eigentlich unendlich großen Halbräume angeben zu müssen, wird diese potentielle Energie durch die Fläche der Halbräume dividiert:

$$w = \frac{W}{A} = -\frac{\pi \rho_A \rho_B C_{AB}}{12 D^2}$$

Nun werden die Materialkonstanten unter der so genannten Hamaker-Konstante A_H zusammengefasst:

$$A_H = \pi^2 C_{AB} \rho_A \rho_B$$

Die negative Ableitung nach D , der Energie pro Fläche, ergibt die Kraft pro Fläche f , mit der die Dipole und somit auch die Flächen sich anziehen:

$$f = -\frac{A_H}{6\pi D^3}$$

Diese Kraft der elektrischen Dipole wird nach ihrem Entdecker als van der Waals-Kraft bezeichnet. Die hier eingeführte Materialkonstante ist heute für eine Vielzahl von Materialien bekannt und tabelliert [Butt und Kappl 2010 S. 97]. Aus der Kraft pro Fläche kann die Kraft zwischen zwei Kugeln $F_{vdW, KK}$ (mit Radien r_1 und r_2) oder zwischen einer Kugel und einer planaren Fläche $F_{vdW, KW}$ bestimmt werden.

$$F_{vdW, KW} = -\frac{A_H}{6 D^2} r \quad (2.61)$$

$$F_{vdW, KK} = -\frac{A_H}{6 D^2} \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \quad (2.62)$$

2.4.2 Kapillarbrücken

Kommt eine Flüssigkeit mit der Oberfläche eines Objektes in Berührung, so können Kapillarkräfte beobachtet werden. Diese sind dafür verantwortlich, ob der Körper von der Flüssigkeit benetzt oder die Flüssigkeit vom Körper abgewiesen wird. Die Oberflächenenergie γ und der Kontaktwinkel θ beeinflussen die Kapillarkraft.

Man betrachtet sich hierzu eine quadratische Seifenblasenhaut, die man entlang einer Kante l um den Betrag Δx größer ziehen möchte, wodurch sich die Oberflächenenergie ändert. Es muss also eine Arbeit $W = 2\gamma l \Delta x$ verrichtet werden (Faktor 2 da die Schicht zwei Seiten hat). Diese Arbeit wird aufgebracht durch eine Kraft $F = 2\gamma l$. Diese Kraft kann mit der Kantenlänge l der Blasenhaut über $f = F/l = 2\gamma$ normiert werden. Somit wirkt hier eine Spannung, die gleich der Oberflächenenergie ist, wodurch jede freie Oberfläche gespannt ist. Diese Spannung wird als Oberflächenspannung definiert.

Ein Flüssigkeitstropfen bildet auf einer Oberfläche an seinem Rand einen bestimmten charakteristischen Winkel aus, der Kontaktwinkel genannt wird und abhängig ist von der Oberflächenspannung. Durch diesen Kontaktwinkel ist es möglich die wesentlichsten Eigenschaften des Kontaktes zwischen Festkörper und Flüssigkeit zu bestimmen. Hierzu wurde von Thomas Young ein Zusammenhang zwischen dem Kontaktwinkel θ und den Oberflächenenergien des Festkörpers γ_S (zur Dampfphase), der Flüssigkeit γ_L (zur Dampfphase) und zwischen dem Festkörper und der Flüssigkeit γ_{SL} gefunden:

$$\gamma_L \cos(\theta) = \gamma_S - \gamma_{SL}$$

Somit kann aus der Kenntnis des Kontaktwinkels und der beiden Oberflächenenergien γ_{FD} und γ_{DF} die Oberflächenenergie des Kontaktes aus Flüssigkeit und Festkörper bestimmt werden.

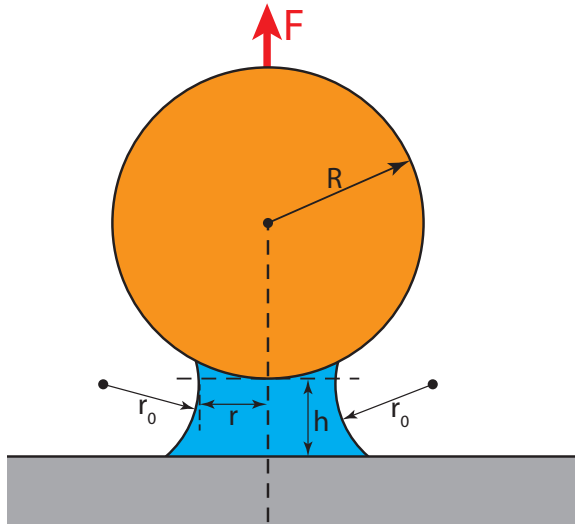
Ein Tropfen einer Flüssigkeit ist durch die Oberflächenspannung immer gekrümmt. Dabei herrscht aufgrund der Spannung innerhalb des Tropfens ein größerer Druck, als außerhalb des Tropfens. Um diesen Druckunterschied zu berechnen, wird die Arbeit berechnet, die verrichtet werden muss, um den Tropfen um den Radius dR zu vergrößern. Hierdurch ändert sich aber auch die Oberfläche des Tropfens um $dA = 8\pi R dR$, was die Oberflächenspannung vergrößert. Die Arbeit berechnet sich somit aus:

$$\begin{aligned} dW &= \Delta p dV = \Delta p 4\pi R^2 dR = \gamma_L 8\pi R dR \\ \Rightarrow \Delta p &= \frac{2\gamma_L}{R} \end{aligned}$$

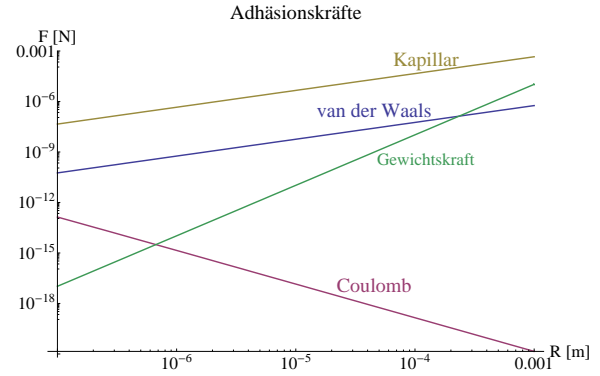
Bei einer beliebig gekrümmten Oberfläche mit den Hauptkrümmungsradien R_1 und R_2 , berechnet sich diese Druckdifferenz aus:

$$\Delta p = \gamma_L \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (\text{Laplace-Druck})$$

Steht ein Partikel im Kontakt mit einer planaren Oberfläche, so kann im Kontakt Wasserdampf aus der Umgebung ankondensieren [Kulmala 1993; Zhu u. a. 2008/06]. Im Kontakt entsteht so eine kleine Flüssigkeitsmenge. Diese Flüssigkeit übt auf die Kontaktpartner durch ihre Oberflächenspannung eine Kraft aus, so



(a) Geometrische Darstellung einer Kapillarbrücke zwischen einem Partikel und einer planaren Oberfläche zur Berechnung der Adhäsionskraft.



(b) Vergleich der verschiedenen Adhäsionskräfte und der Gewichtskraft für zwei sich berührende Kugeln (Berührungsabstand $a_0 = 0,4 \text{ nm}$) in Abhängigkeit des Partikelradius.

Abbildung 2.14: Die auf ein Partikel wirkenden Adhäsionskräfte

dass es scheint, als wirke eine adhäsive Kraft zwischen den Kontaktpartnern. Diese Kraft wird Kapillarkraft genannt und die Flüssigkeit zwischen den beiden Partnern Kapillarbrücke. Sie hat nach [Megias-Alguacil und Gauckler 2010/03/10; Lian u. a. 1993/11; Tselishchev und Val'tsifer 2003/05/01] einen Radius r und somit eine Fläche von $A = \pi r^2$. Die Höhe h der Kapillarbrücke ist abhängig vom Radius des Partikels R , wie es in Abb. 2.14a zu sehen ist, über $h \simeq r^2/2R$. Der Krümmungsradius $r_0 = h/2$ der Flüssigkeit entsteht durch die Oberflächenspannung der Flüssigkeit, wobei hier zur Vereinfachung davon ausgegangen wird, dass beide Kontaktpartner aus den gleichen Materialien bestehen. Die Druckdifferenz in der Kapillarbrücke kann berechnet werden, unter der Vernachlässigung des größeren Hauptkrümmungsradiuses, da $r_0 \ll r$:

$$\Delta p = -\frac{\gamma_L}{r_0} = -\frac{2\gamma_L}{h} = -\frac{4\gamma_L R}{r^2}$$

Für die Kapillarkraft $F_{K,KW}$ zwischen einer Kugel und einer Wand folgt somit [Krupp und Sperling 2004]:

$$F_{K,KW} = A \Delta p = -4\pi \gamma_L R$$

Diese Kraft ist abhängig vom Radius des Partikels, nicht aber von der Flüssigkeitsmenge in der Brücke. Für die Kapillarkraft zwischen zwei Partikeln kann gezeigt werden (nach [Butt u. a. 2010] S. 21, [Krupp 1967]), dass:

$$F_{K,KK} = -2\pi \gamma_L R \quad (2.63)$$

2.4.3 Adhäsionskräfte

Alle in diesem Kapitel vorgestellten Kräfte werden als Ursache für die Adhäsion von Partikeln angesehen. Dies bedeutet, dass eine gesamte Adhäsionskraft berechnet werden kann, die sich aus der Summe von Coulomb-, van der Waals- und Kapillarkraft zusammensetzt. Um zwei Kontaktpartner zu trennen, muss diese Adhäsionskraft überwunden werden, was bedeutet, dass eine Arbeit verrichtet werden muss. Diese Arbeit entspricht der Oberflächenenergie γ , die in Kapitel 2.1 definiert wurde. Dies bedeutet, dass es möglich ist über die Kenntnis der Oberflächenenergie und der Kontaktmodelle auch auf die wirkenden Adhäsionskräfte schließen zu können und umgekehrt.

Eine mikroskopische Betrachtung der Adhäsionskräfte zeigt, dass auch die Mikrokontakte eine Rolle bei der Adhäsion spielen können. Da die meisten Kräfte aber langreichweitige Kräfte sind und nur quadratisch über den Abstand der anziehenden Partner abfallen, wird im Folgenden davon ausgegangen, dass der

Einfluss der Mikrokontakte vernachlässigt werden kann. Um den Effekt der Mikrokontakte bei direktem Partikelkontakt etwas zu berücksichtigen, wird der Abstand zwischen den Oberflächen der Kontaktpartner so gewählt, dass er niemals kleiner als ein Wert a_0 werden darf, der die Höhe der Mikrokontakte widerspiegelt: $D \rightarrow D + a_0$.

In Abb. 2.14b werden die verschiedenen Adhäsionskräfte und die Gewichtskraft in Abhängigkeit des Kugeldurchmessers miteinander verglichen. Dabei wurden zwei sich berührende, gleichgroße Kugeln im minimalen Abstand a_0 betrachtet. Dabei wurden alle Materialparameter für zwei Glas-Partikel in Luft gewählt.

Um eine Coulomb-Kraft berechnen zu können, wurde angenommen, dass beide Partikel mit $5000 e$ gegensätzlich geladen sind (typische Größe in der numerischen Betrachtungen dieser Arbeit).

Wie [Schubert 1979] gezeigt hat, sind die Adhäsionskräfte zwischen den Partikeln eine der wichtigsten Ursachen für die Bildung von Agglomeraten, so dass die korrekte Wahl der Kräfte für die Stabilität entscheidend ist. Um die Ausbildung von Agglomeration zu verhindern, werden in pharmazeutischen Anwendungen häufig zwei Pulver mit stark unterschiedlichen Partikeldurchmessern gemischt, so dass die kleineren Partikel den Abstand zwischen den großen Partikeln vergrößern [Bresges und Urbanetz 2008/11/20].

2.5 Fluid/Partikel-Wechselwirkung

Da ein Aerosol eine Suspension aus Partikeln und einem Fluid ist, werden die Partikeltrajektorien auch durch die Dynamik des umgebenden Fluids beeinflusst. Viele dieser Fluidkräfte auf die Partikel sind in den kommerziell erhältlichen numerischen Strömungsmechanik-Lösern integriert, deshalb werden diese nur kurz im Kapitel 2.5.1 erläutert. Da die Löser aber bei der Berechnung der Strömung immer von Punktteilchen ausgehen, kann es gerade bei großen Partikeldichten zu einer falschen Berechnung der Trajektorien kommen. Deswegen hat sich im Laufe dieser Arbeit gezeigt, dass weitere Gesetzmäßigkeiten zur Beschreibung eines Aerosols nötig sind.

2.5.1 Newton'sches Reibungsgesetz und die Auftriebskraft

Bei der Beobachtung der Bewegung von fliegenden Kanonenkugeln während seiner ballistischen Studien hat Newton festgestellt, dass auf diese während des Fluges durch die Luft eine Kraft wirkt. Diese Kraft wirkt wie eine Reibungskraft der Luft und ist das Resultat der Beschleunigung der Luft, die um diese Kugeln herum gedrückt wird [Hinds 1999]. Für die Masse des so zeitlich verdrängten Luftvolumens gilt:

$$\dot{m} = \frac{\pi}{4} \rho r^2 v_R$$

mit ρ der Fluiddichte, d dem Kugeldurchmesser und v_R der Partikelgeschwindigkeit relativ zur Strömungsgeschwindigkeit. Diese kann auch vektoriell betrachtet werden durch $\vec{v}_R = \vec{u} - \vec{v}$. Da auch die Partikel in der Simulation als sphärische Partikel angesehen werden, gilt die Massenverdrängung auch für sie.

Durch die Massenänderung wirkt eine Kraft $F \propto \dot{m} v$, so dass diese Kraft geschrieben werden kann als:

$$F_S = \frac{\pi}{2} C_D \rho r^2 \vec{v}_R^2 \quad (2.64)$$

Da sie abhängig ist von der Relativgeschwindigkeit v_R zwischen Fluid und Partikel wird diese Kraft im Folgenden als Strömungswiderstandskraft bezeichnet, auch um eine Verwechslung mit den Reibungskräften zu vermeiden.

Der hier eingeführte Proportionalitätsfaktor C_D wird Strömungswiderstandskoeffizient genannt. Für eine Kugel in Luft konnte gezeigt werden, dass dieser Koeffizient über die Reynoldszahl der Kugel Re berechnet werden kann:

$$C_D = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}) + 0,44$$

mit der Reynoldszahl: $Re = \frac{2 \rho v_R r}{\eta} = \frac{2 v_R r}{\nu}$

mit η der dynamischen und ν der kinematischen Viskosität.

Abb. 2.15 zeigt diese Abhängigkeit von der Reynoldszahl einer Kugel. Für große Reynoldszahlen ($Re > 1000$) geht der Widerstandskoeffizient $C_D \rightarrow 0,44$. Dieser Bereich wird als Newton'sches Gesetz bezeichnet,

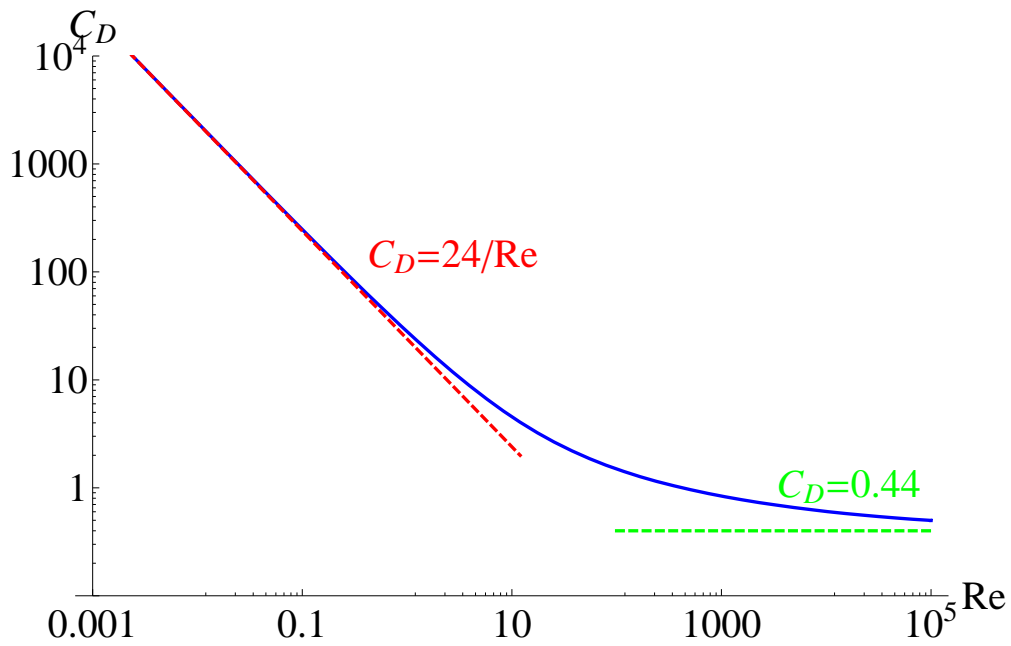


Abbildung 2.15: Strömungswiderstandskoeffizient C_D einer Kugelumströmung in Abhängigkeit der Kugel-Reynoldszahl.

da in diesem Bereich der Koeffizient unabhängig ist von allen Parametern. Um diesen Zusammenhang wiederzugeben, wurden auch kompliziertere Ansätze gefunden [Cheng 2009/02/13], die allerdings in diesem Fall nicht näher betrachtet werden müssen.

Hingegen geht für kleine Reynoldszahlen ($Re < 1$) der Widerstandskoeffizient $C_D \rightarrow \frac{24}{Re}$. Dies ist der Bereich, in dem die Kugel laminar umströmt wird. Er wird durch das Stokes'sches Gesetz beschrieben, das Stokes 1851 entdeckt hat:

$$F_{S, Re < 1} = 6\pi \eta r v_R$$

Ist ein Partikel vom Fluid umgeben, muss zusätzlich die Auftriebskraft berücksichtigt werden. Diese Kraft hat ihre Ursache in der Gravitationskraft der Erde, durch die die Partikel zur Erde fallen, wenn sie schwerer sind als das umgebende Fluid. Ist das Fluid schwerer, so fällt dieses zur Erde. Das Partikel wird dann durch das nachströmende Fluid nach oben gedrückt, weshalb ein Auftrieb entsteht. Daher sollten die Gravitationskraft und die Auftriebskraft in einer Kraft F_g zusammengefasst werden. Dabei wird durch ein sphärisches Partikel ein Volumen von $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ verdrängt, so dass folgt:

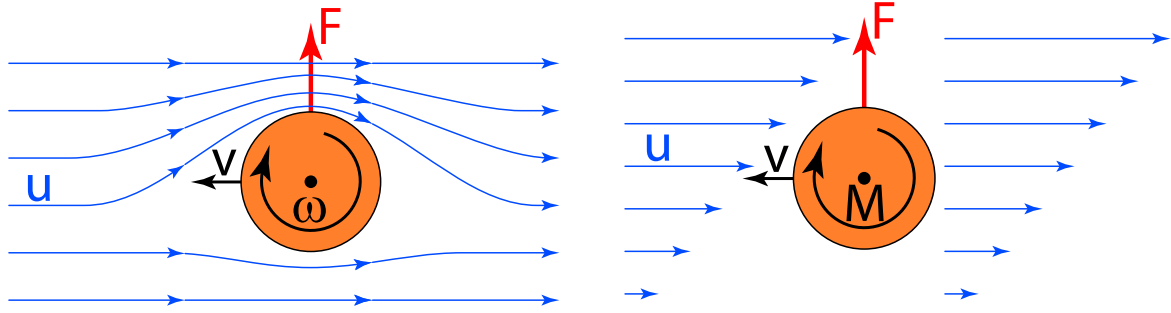
$$F_g = m_P g - m_F g = \frac{4}{3}\pi g (\rho - \rho_F) r^3 \quad (2.65)$$

mit ρ_F der Fluidichte.

2.5.2 Kräfte durch Scherströmungen und Partikelrotation

Neben der zuvor vorgestellten Widerstandskraft, die sicherlich die wichtigste und stärkste Kraft durch die Strömung auf die Partikel darstellt, gibt es weitere Kräfte, die einen Einfluss auf die Partikelbewegung haben. Da die hier betrachteten Partikel einen relativ kleinen, mikroskopischen Durchmesser ($1\mu\text{m}$ bis $100\mu\text{m}$) haben und auch die Strömung direkt innerhalb dieses kleinen Bereichs betrachtet wird, sind viele dieser Kräfte nicht von Bedeutung. Daher werden im Folgenden nur die wichtigen Kräfte angesprochen, die durch eine Partikelrotation in einer gleichmäßigen, laminaren Strömung und die Bewegung in einer Scherströmung auftreten können.

Befindet sich ein rotierender Körper in einer gleichmäßigen, laminaren Strömung, so wird auf diesen Körper eine Kraft erzeugt und er wird beschleunigt. Die Entstehung einer solchen Kraft auf einen rotierenden Körper im Fluid wird nach ihrem Entdecker Magnus-Effekt genannt. Durch die Rotation des Objekts gibt es



(a) Die Magnus-Kraft entsteht bei der Rotation eines Körpers in einer Strömung. Durch die Rotation entstehen unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten am Objekt.

(b) Die Saffman-Kraft entsteht durch die unterschiedlichen Fluidgeschwindigkeiten in einer Scherströmung. Zudem entsteht ein Drehmoment M .

Abbildung 2.16: Die Kräfte und Drehmomente auf ein sphärisches Objekt, die aufgrund der Objektrotation oder Scherströmung entstehen.

einen Bereich, indem sich der rotierende Körper mit und gegen die Strömung bewegt. Da das Fluid durch die Randbedingung auf der Oberfläche des Objektes reibt, wird die Bewegung des Fluids in dem ersten dieser Bereiche stärker beschleunigt, im zweiten Bereich dagegen abgebremst. Dadurch entstehen auf der Körperoberfläche zwei unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten (siehe Abb. 2.16a). Dieser Unterschied erzeugt aufgrund der Bernoulli-Gleichung eine Druckdifferenz, die auf der Oberfläche des Partikels eine Kraft erzeugt, die Magnus-Kraft. Diese kann durch die relative Rotation $\vec{\omega}_R$ des Partikels bestimmt werden:

$$\vec{\omega}_R = \vec{\omega}_F - \vec{\omega}_P$$

Dabei ist $\vec{\omega}_F$ der Rotationsvektor des Fluids. Die Magnus-Kraft errechnet sich dann aus:

$$\vec{F}_M = \frac{\pi}{8} \rho_F c_M d_P^2 (\vec{\omega}_R \times \vec{v}_R) \frac{v_R}{\omega_R} \quad (2.66)$$

wobei hier der Reibungsbeiwert der Magnus-Kraft c_M eingeführt wurde, der empirisch bestimmt werden muss.

Befindet sich dagegen ein ruhendes Partikel in einer Scherströmung, so bewegt sich das Fluid, wie es in Abb. 2.16b gezeigt ist, um das Partikel. Aufgrund der Scherung entsteht ein Bereich auf der Oberfläche, der schneller umströmt wird als auf der gegenüberliegenden Seite des Objekts. Da auch in diesem Fall zwei unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten auf der Oberfläche des Partikels herrschen, entsteht erneut eine Druckdifferenz über diesen Bereichen, die eine Kraft auf das Partikel hervorruft. Diese Kraft wird nach ihrem Entdecker Saffman-Kraft genannt und zeigt in Richtung der größten Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Fluid. Die Kraft kann erneut durch die Einführungen eines Reibungsbeiwertes c_S berechnet werden mit:

$$\vec{F}_S = \frac{1}{4} \rho_F c_S d_P^2 \sqrt{\frac{\nu}{\omega_F}} (\vec{v}_R \times \vec{\omega}_F) \quad (2.67)$$

mit ν der kinematischen Viskosität und $\vec{\omega}_F$ dem Rotationsvektor des Fluids.

Doch auch wenn sich ein ruhender Partikel in einer Scherströmung befindet, kommt es zu einem weiteren Effekt. Denn durch die Scherströmung kommt es, wie bereits zuvor erwähnt, zu ungleichmäßigen Geschwindigkeiten auf der Oberfläche eines Objekts. Da allerdings das Fluid aufgrund der Randbedingung auf der Objektoberfläche anhaftet und reibt, entsteht ein Drehmoment auf das Objekt, welches gegeben ist durch:

$$\vec{M}_S = \pi d^3 \rho_F \nu \vec{\omega}_F \quad (2.68)$$

Parallel wirkt aber auf ein rotierendes Partikel durch eine laminare gleichförmige Strömung ein Drehmoment, was die Objektrotation verlangsamt:

$$\vec{M}_M = -\pi d^3 \rho_F \nu \vec{\omega}_P \quad (2.69)$$

Eine Betrachtung dieser beiden Gln. 2.68 und 2.69 zeigt, dass sich ein Gleichgewicht der Rotation einstellt wenn $\vec{\omega}_P = \vec{\omega}_F$. Gerade bei der Dispersion von einer Schüttung oder einer planaren Oberfläche sind diese Kräfte nach [Ziskind u. a. 1995, 1997, 1998] aufgrund der Scherraten in Grenzschichtströmungen von besonderer Bedeutung für die Partikeldispersion.

Bis zu diesem Punkt wurde die Kraft durch das Fluid auf einzelne Objekte untersucht. Nun kann es aufgrund der großen Adhäsionskraft zwischen den Partikeln und den sehr kleinen Gravitationskräften zu Agglomeraten kommen. Da die Agglomerate eine Ausdehnung haben, wirkt auf diese aufgrund der Scherströmung auch ein Drehmoment und eine Scherkraft. Dabei können sowohl die Scherkraft, als auch das Drehmoment eine Deagglomeration hervorrufen. Diese Kräfte und Drehmomente werden im folgenden Kapitel näher betrachtet. Denn durch die Nähe der Partikel zueinander befinden sich beide Partikel in ihrem eigenen Umströmungsgebiet, durch das sich die wirkenden Widerstandskräfte verändern. Zudem werden bei der Berechnung der Strömungskräfte diese vom Löser für jedes Partikel einzeln für seine aktuelle Position berechnet. Dadurch ist es nicht notwendig die Scherkräfte auf Agglomerate zu berechnen, da diese sich durch die Kräfte auf die einzelnen Partikel ergeben.

2.5.3 Einfluss der Partikel-Umströmung

Eine Betrachtung eines Partikels, das von einer Fluidströmung beschleunigt wird, zeigt, dass aufgrund der genannten Fluidreibung und der viskosen Eigenschaft des Fluids auf der Partikeloberfläche die Fluidgeschwindigkeit Null ist und langsam zunimmt, wenn man sich von der Oberfläche entfernt. Zudem kommt es bereits bei relativ kleinen Reynoldszahlen (ca. $Re > 40$) zu einem ersten Strömungsabriss auf der strömungsabgewandten Seite der Kugel ([Surek und Stempin 2007] S. 302). Dieser Abriss lässt zwei gegenläufige Wirbel periodisch entstehen, die sich einmal abgelöst von der Kugeloberfläche in Richtung der Strömung von der Kugel weg bewegen. Dieses Strömungsphänomen wird nach ihrem Entdecker Kármán'sche Wirbelstraße genannt. In einem solchen Feld herrschen an jedem Ort unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten. Würde in dieses Gebiet ein kleiner Probekörper eingebracht werden, so würden auf diesen in der Umgebung der Kugel unterschiedlichste Reibungskräfte wirken.

Da die vorgestellte Erweiterung eines Partikelmodells auch Agglomerate, bzw. deren Auflösung und Bildung berechnen können sollte, ist es nötig, die wirkenden Kräfte durch die Fluidströmungen auf die Einzelpartikel zu kennen, auch wenn diese sehr dicht aneinander sitzen (z.B. im Agglomerat). Daher ist es notwendig, die Umströmung eines Partikels, also einer Kugel bei der Berechnung der Fluidströmung mit einzubeziehen. Dabei sind zwei Lösungen möglich, die mit einem numerischen Computational Fluid Dynamic (CFD)-Löser realisierbar sind, wobei davon ausgegangen wird, dass der Löser die Strömungsdynamik in einem dafür vorgesehenen Netz aus finiten Elementen löst.

Der erste Ansatz zum Lösen der Partikelumströmung besteht darin, die Partikel als ausgedehnte Objekte zu betrachten, die tatsächlich ein Hindernis für die Strömung darstellen. Hierzu müssten die Partikel durch das Netz abgebildet werden. Das bedeutet, das Netz müsste verformt werden, so dass die Partikel als Netzlöcher betrachtet werden. Dies hätte den Vorteil, dass die Umströmung der Partikel direkt numerisch gelöst und die Kraft auf Partikel in direkter Nähe bestimmt werden könnte. Jedoch ergeben sich dadurch Nachteile, denn die hier betrachteten Partikel sind mikroskopisch klein und müssten mit feinen Netzelementen abgebildet werden. Zudem ist die Partikelanzahl bei solchen Betrachtungen immer sehr groß, so dass eine riesige Anzahl von Netzelementen für eine solche Simulation benötigt werden würde. Zudem müssen die Elemente bei einer Bewegung der Partikel entsprechend an die neue Partikelposition angepasst werden. Dies bedeutet einen sehr großen Rechenaufwand, so dass diese Methode mit den zum Zeitpunkt der Veröffentlichung dieser Arbeit aktuellen Computern nicht umzusetzen wäre.

Der zweite Ansatz nach [Becker u. a. 2010], der in dieser Arbeit weiter verfolgt wird, besteht darin, die Partikel bei der Berechnung der Strömung nicht als ausgedehnte Objekte zu betrachten, sondern als geometrische Punkte. Durch diesen Ansatz ist es nicht nötig ein feines Simulationsnetz zu erzeugen, das nach jeder Partikelbewegung neu erzeugt werden muss. Um aber trotzdem die Umströmung eines Partikels zu berücksichtigen, wird in diesem Modell nur die Auswirkung berücksichtigt, die eine Umströmung auf ein zweites Partikel hätte. Die Änderung der Fluidodynamik wird nicht direkt untersucht. Kommen in diesem Modell zwei Partikel in einem definierbaren Abstand zusammen, so wird vom Löser die Widerstandskraft nicht direkt durch die Strömung berechnet. Stattdessen berechnet der Löser aus einer Tabelle oder einer Formel für die relative Position der Partikel und der relativen Anströmungsgeschwindigkeit eine korrigierte Reibungskraft. Für diesen Ansatz bedarf es allerdings eines Modells, das die Kräfte von mehreren umströmten

Partikel berechnen kann. Hierzu wurden zum Zeitpunkt der Veröffentlichung dieser Arbeit keine sinnvollen, theoretischen Ansätze in der Literatur gefunden.

2.5.4 Druckverlust über einem Pulverbett

Durch das Hinzufügen einer Stoßkraft in das Erweiterungsmodell wird es möglich, dass viele Partikel an einem Ort dicht zusammenliegen, wie z. B. in einer Pulverschüttung. Befindet sich eine solche Schüttung in einer Strömung, wird diese umströmt, das heißt die Strömung wird durch die Partikel verändert. Um diesen Einfluss einer Schüttung auf eine Strömung zu verstehen, ist es sinnvoll, ein Beispiel zu betrachten, in dem eine Strömung sich direkt durch eine Pulverschüttung bewegt. Dabei wirken die Partikel auf die Strömung wie ein poröses Medium (wie z. B. ein Filterpapier oder ein Schwamm, [Du Prieur Plessis 1994]). Strömt ein Fluid durch ein solches Medium, kommt es über dem Medium zu einem Druckabfall. Dabei konnte [Papathanasiou u. a. 2001] zeigen, dass dieser Druckverlust nicht durch die Fluidreibung an den Partikeln zustande kommt, sondern dass kleine lokale Druckverluste vor und hinter jedem Partikel im Pulverbett einen großen gemeinsamen Druckverlust hervorrufen.

Wie im vorangegangenen Kapitel erläutert, gibt es bei der Simulation der Partikel zunächst zwei verschiedene Ansätze, die auch hier betrachtet werden können. Zum einen gäbe es zunächst die einfache Möglichkeit, die Partikel in der Simulation als ausgedehnte Objekte bei der Strömungsberechnung zu berücksichtigen. Dadurch könnte der Strömungsmechanik-Löser den Druckverlust direkt berechnen, da die Umströmung korrekt wiedergegeben würde ([Papathanasiou u. a. 2001]). Jedoch stellt dieser Ansatz einen enormen Aufwand für den Löser dar (siehe vorheriges Kapitel).

Da es aufgrund des Rechenaufwandes sinnvoller ist, die Partikel für die Berechnung der Strömung als Punkt-Teilchen ohne Ausdehnung anzusehen, sollte der Einfluss eines Pulverbettes auf die Strömung über ein Modell vereinfacht werden. Dabei soll im Folgenden ausgenutzt werden, dass ein Pulverbett ähnliche Eigenschaften zu einem porösen Medium aufweist. Daher soll nun der Löser den Druckverlust über dem Bett durch den über einem porösen Medium ersetzen.

Um dieses Modell realisieren zu können, muss zunächst eine Beschreibung gefunden werden, die aus den Partikeleigenschaften auf den Druckverlust im porösen Medium schließen lässt. Zu dieser Problematik hat Sabri Ergun viele Experimente durchgeführt und aus deren Ergebnisse eine empirische Formel entwickelt, die den Druckverlust über einem Pulverbett über einen Reibungsfaktor f_P beschreibt. Dieser wird durch die Ergun-Gleichung definiert:

$$f_P = \frac{150}{Re_P} + 1,75 \quad (2.70)$$

mit der Reynoldszahl Re_P für ein gepacktes Pulverbett:

$$Re_P = \frac{2 R v_O \rho_F}{(1 - \epsilon_P) \eta}$$

mit der Oberflächengeschwindigkeit v_O (Strömungsgeschwindigkeit auf der Pulverbett-Oberfläche) und ϵ_P dem Porenverhältnis (Verhältnis zwischen dem Porenvolumen und dem Gesamtvolumen des Pulverbetts).

Der Reibungsfaktor f_P definiert den Druckverlust Δp über dem Pulverbett mit der Länge L :

$$f_P = \frac{\Delta p}{L} \frac{2 R}{\rho_F v_O^2} \left(\frac{\epsilon_P^3}{1 - \epsilon_P} \right)$$

Wie von [Papathanasiou u. a. 2001] gezeigt werden konnte, ist die Ergun-Gleichung nur bis zu einem Porenverhältnis $\epsilon_P < 0,8$ in guter Übereinstimmung mit numerischen Berechnungen und experimentellen Ergebnissen. Dann sind die Poren sehr groß und die Partikel weit voneinander entfernt. Dadurch ist der Einfluss der Partikel auf die Strömung nicht mehr sehr groß.

Die erweiterten Forchheimer Gleichungen, die von [Papathanasiou u. a. 2001] hergeleitet wurden, berechnen auch für größere Porositäten einen korrekten Druckverlust. Hierzu ist es nötig die Forchheimer Gleichung so zu modifizieren, dass sie auch das Gesetz von Darcy berücksichtigen. Dieses besagt, dass eine Fluidmenge, die durch eine Fläche eines porösen Mediums laminar strömt, direkt proportional zum hydraulischen Druckgradienten über dem Medium ist:

$$-\frac{1}{\mu} K \frac{\Delta p}{L} = v_O + b v_O^m$$

mit K dem Proportionalitätsfaktor des Darcy-Gesetzes, b einer Eigenschaftvariable für das poröse Medium und m einer Variable zur Beschreibung des Einflusses der Fluidträgheit. Hieraus kann ein modifizierter Reibungsfaktor f_K in Abhängigkeit einer modifizierten Reynoldszahl Re_K definiert werden:

$$f_K = \frac{1}{Re_K} + b \frac{\mu}{\rho_F \sqrt{K}} \quad (2.71)$$

mit

$$f_k = \frac{\Delta p}{L} \frac{\sqrt{K}}{\rho_F v^2} \quad \text{und} \quad Re_K = \frac{\rho_F \sqrt{K} v_O}{\mu}$$

Ein Vergleich des Reibungsfaktors f der Forchheimer-Gleichung (Gl. 2.71) mit dem der Ergun-Gleichung (Gl. 2.70) zeigt die Ähnlichkeit der beiden Ergebnisse. Ein Unterschied zeigt sich nur in der charakteristischen Länge der Reynoldszahlen mit $2R = \sqrt{K}$, wobei K die Permeabilität im Grenzbereich der Kriechströmungen ist.

2.6 Simulation von Partikeln

In den vorangegangenen Kapiteln wurden viele Modelle vorgestellt, durch die es möglich ist, die wirkenden Kräfte zwischen Partikeln, zwischen Partikeln und Wänden und zwischen Partikeln und einem Fluid zu bestimmen. Durch die Kenntnisse dieser Kräfte ist es möglich, das Verhalten vieler Partikel zu einem Zeitpunkt in einer Strömung numerisch zu berechnen. Kann dies für viele Zeitpunkte gemacht werden, können auch die gesamten Trajektorien der Partikel und somit auch das Verhalten des kompletten Aerosols [Zhu u. a. 2007] berechnet werden.

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Berechnung der Trajektorien, aber auch mit weiteren Möglichkeiten komplexere Aerosole zu simulieren und der kombinierten, gekoppelten Berechnung von Strömungs- und Partikeldynamik.

2.6.1 Partikelsimulation für sphärische und nicht-sphärische Partikel

Eines der Ziele dieser Arbeit ist die numerische Berechnung der Partikelbewegung in einem Aerosol. Hierzu soll zunächst die Fluidströmung und deren Einfluss auf die Partikel einmal vernachlässigt werden, wodurch es zunächst nur Wechselwirkungen zwischen den Partikeln gibt. Ein Teil dieser Wechselwirkungen, die zuvor vorgestellt wurden, kommen aber nur unter bestimmten Bedingungen zustande, wie z. B. in einem Partikelkontakt. Hierdurch ist es möglich, dass jeder Partikel eine diskrete Bewegung unabhängig von anderen Partikeln annehmen kann (z. B. nur ein Partikel bewegt sich). Daher werden die somit voneinander unabhängigen Partikel als diskrete Elemente oder diskrete Phase bezeichnet. Die Bewegung solcher diskreten Elemente wird durch Diskrete Elemente Modell (DEM)-Löser gelöst [Bicanic 2004]. Hierzu verwenden die Löser die Euler-Lagrange-Gleichung, die für jedes Partikel einzeln gelöst wird. Da dabei meist eine große Anzahl von Partikeln und eine noch größere Anzahl an Wechselwirkungen betrachtet werden muss, ist dies nicht allgemein gültig möglich. Stattdessen erfordert dieser Sachverhalt, dass Partikeltrajektorien numerisch berechnet werden müssen.

Wie sich noch im Folgenden zeigen wird, ist es für die numerischen Löser sinnvoll, die Partikelpositionen nur zu bestimmten Zeiten zu berechnen, die einen zeitlichen Abstand Δt zueinander haben. Dieser Abstand wird Zeitschrittgröße genannt. Zu Beginn jedes Zeitschrittes sind die Partikelpositionen, -geschwindigkeit und -rotation aus dem vorangegangenen Zeitschritt bekannt. Hieraus lässt sich die wirkende Gesamtkraft F_i und das gesamte Drehmoment M_i auf das Partikel i berechnen. Bei der Berechnung dieser Kräfte ist es entscheidend, die Partikel- und Wandkontakte zu detektieren, da diese einen Stoß der Partikel hervorrufen, der sehr große Kräfte auf diese erzeugt. Hierzu muss prinzipiell die aktuelle Position \vec{x}_i jedes Partikels mit allen anderen Partikelpositionen \vec{x}_j auf einen Partikelüberlapp geprüft werden. Ein Überlapp liegt vor, wenn $|\vec{x}_i - \vec{x}_j| < r_i + r_j$. Somit ist die Anzahl der zu prüfenden Bedingungen n in einer numerischen Simulation nach [Munjiza (2004)] gegeben durch:

$$n = \frac{N^2 - N}{2} \propto N^2 \quad (2.72)$$

Der Rechenaufwand steigt somit quadratisch mit der zu berechnenden Partikelanzahl N an. Dies kann bei einer großen Anzahl von Partikeln zu langen Rechenzeiten führen. Um diese Rechenzeit auch für höhere Partikelanzahlen zu verkürzen, wurde in den vergangenen Jahren eine Vielzahl von neuen Kontakt-Such-Algorithmus entwickelt, durch die die Anzahl der Rechenschritte n reduziert werden kann. Als Beispiel seien hier der Binär-Baum basierte Algorithmus, der direkte Mapping-Algorithmus (siehe Abb. 3.15) oder der sortierende Suchalgorithmus genannt, die von [Munjiza (2004)] näher erläutert werden. Da diese auf die physikalischen Berechnungen des Systems keinen Einfluss haben, wird auf sie im Folgenden nicht näher eingegangen.

Für die Berechnungen der Gesamtkraft auf ein Teilchen ist es notwendig, auch die Adhäsionskraft zwischen den Partikeln zu berücksichtigen. Da die Adhäsionskräfte langreichweite Kräfte sind, müssten zwischen allen Partikeln die wirkenden Adhäsionskräfte berechnet werden. Dies bedeutet erneut, dass $n \propto N^2$ Kräfte berechnet werden müssten. Da jedoch die Anziehungskräfte bei steigendem Abstand r der Partikel mit $1/r^n$ abfallen, haben sie bereits in einem Abstand vom Partikel keinen Einfluss mehr auf die Trajektorien der anderen Partikel, so dass es genügt, nur die Adhäsionskräfte der Partikel in der direkten Umgebung zu betrachten. Um diese relevanten Partikel zu finden, können erneut die angesprochenen Kontakt-Suchalgorithmen verwendet werden, wobei nun statt der Partikelradien $r_i + r_j$ der Adhäsion-Suchradius $r_{\tilde{A}}$ definiert werden muss.

Sind diese Kräfte $\vec{F}_{i,n}$ und auch die Drehmomente $\vec{D}_{i,n}$ für jedes Partikel i bekannt, kann daraus die Gesamtkraft $\vec{F}_{i,G}$ und das Gesamtdrehmoment berechnet werden:

$$\begin{aligned}\vec{F}_{i,G}(t) &= \sum_n \vec{F}_{i,n} = \vec{F}_{i,Stoss} + \vec{F}_{i,Adhäsion} + \vec{F}_{i,Fluid} + \vec{F}_{i,Reibung} \\ \vec{D}_{i,G}(t) &= \sum_n \vec{D}_{i,n} = \vec{D}_{i,Kontakt} + \vec{D}_{i,Reibung} + \vec{D}_{i,Fluid}\end{aligned}$$

Aus dieser Gesamtkraft kann der Löser die Beschleunigung $\vec{\ddot{x}}_i(t)$ und die Winkelbeschleunigung $\vec{\ddot{\omega}}_i(t)$ berechnen:

$$\vec{\ddot{x}}_i(t) = \frac{1}{m_i} \vec{F}_i(t) \quad \text{und} \quad \vec{\ddot{\omega}}_i(t) = \frac{1}{I_i} \vec{D}_i(t)$$

Um aus diesen Informationen die Geschwindigkeit $\vec{\dot{x}}_i(t)$ und die Winkelgeschwindigkeit $\vec{\dot{\omega}}_i(t)$ des Partikels zu berechnen, müssten die Beschleunigungen über die Zeit t integriert werden. Da sich in dieser Zeit sowohl die Gesamtkraft als auch das Drehmoment stark ändern können, kann eine korrekte Integration nur innerhalb eines kurzen Zeitintervalls Δt durchgeführt werden. Dadurch geht die Integration in eine Summe über und es zeigt sich, dass die zu Beginn genannte Einführung einer Zeitschrittgröße Δt sinnvoll ist. Die neuen Geschwindigkeiten für den nächsten Simulationszeitschritt berechnen sich über:

$$\vec{\dot{x}}_i(t + \Delta t) = \vec{\dot{x}}_i(t) + \vec{\ddot{x}}_i(t) \cdot \Delta t \quad (2.73)$$

$$\vec{\dot{\omega}}_i(t + \Delta t) = \vec{\dot{\omega}}_i(t) + \vec{\ddot{\omega}}_i(t) \cdot \Delta t \quad (2.74)$$

Die neue Partikelposition und -ausrichtung kann auch berechnet werden mit:

$$\vec{x}_i(t + \Delta t) = \vec{x}_i(t) + \vec{\dot{x}}_i(t) \cdot \Delta t + 1/2 \vec{\ddot{x}}_i(t) \cdot \Delta t^2 \quad (2.75)$$

$$\vec{\alpha}_i(t + \Delta t) = \vec{\alpha}_i(t) + \vec{\dot{\omega}}_i(t) \cdot \Delta t + 1/2 \vec{\ddot{\omega}}_i(t) \cdot \Delta t^2 \quad (2.76)$$

Dies berechnet der Löser für alle N Partikel i . Danach ist die Berechnung für diesen Zeitschritt abgeschlossen und der Löser setzt die aktuelle Zeit auf den nächsten Zeitschritt $t + \Delta t \rightarrow t$. Danach berechnet der Löser für diese neue Zeit mit den neuen Positionen und Geschwindigkeiten die in diesem Zeitschritt wirkenden Kräfte und daraus die neuen Partikelpositionen. Die Rechnung wird also iterativ wiederholt, bis die kompletten Trajektorien der Partikel berechnet sind. Das iterative Verfahren zur Berechnung des Integrals über den wirkenden Kräften wird klassisches Runge-Kutta-Verfahren genannt. Soll die Trajektorie bis zu einer Gesamtzeit t_G berechnet werden, müssen n_t Schritte berechnet werden:

$$n_t = t_G / \Delta t \quad (2.77)$$

Das Ergebnis, dessen Qualität und seine numerische Genauigkeit hängen beim Runge-Kutta-Verfahren stark von der korrekten Wahl der Startbedingung (Partikelpositionen und -geschwindigkeiten zum Startzeitpunkt $t = 0$) und der Zeitschrittgröße ab. Dieser Sachverhalt zeigt die Problematik dieser Methode auf. Denn um ein qualitativ hochwertiges Ergebnis zu erhalten, muss Δt sehr klein gewählt werden. Hierdurch erhöht sich nach Gl. 2.77 die Anzahl der zu rechnenden Zeitschritte und damit der Rechenaufwand. Daher muss ein Kompromiss gefunden werden zwischen der numerischen Genauigkeit des Ergebnisses und des Rechenaufwands durch die Wahl einer geeigneten Zeitschrittgröße. Dabei ist es sinnvoll, diese Größe auf den n_Δ -Bruchteil der Zeitdauer des Ereignisses zu beziehen, das voraussichtlich die kürzeste physikalische Dauer aufweist. Unter der Betrachtung der in einem solchen Aerosol wirkenden, genannten Kräfte, ist der Partikelstoß sicher das kürzeste Ereignis. Die kürzeste Dauer eines Stoßes t_S kann dabei vor einer Simulation theoretisch berechnet werden (z. B. im Feder-Dämpfer-Modell durch Gl. 2.7), um daraus die ideale zu wählende Zeitschrittgröße zu bestimmen:

$$\Delta t = \frac{t_S}{n_\Delta}$$

Die in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Kräfte wurden dort speziell für sphärische Partikel definiert. Jedoch ist die Methode zur Berechnung der Partikeltrajektorie, die in diesem Kapitel angesprochen wurde, nicht abhängig von der Form der Partikel. Daher ist es möglich mit diesem hier beschriebenen Verfahren auch die Trajektorien für nicht-sphärische Partikel zu lösen. Jedoch ist es dann nötig, die wirkenden Kräfte so zu modifizieren, dass sie auch für nicht-sphärische Partikel gültig sind. Da dies nicht ohne weiteres möglich ist, bieten sich zwei Ansätze an, diese Partikel zu modellieren.

Der erste Ansatz ersetzt die nicht-sphärischen Partikel durch eine Kombination von sphärischen Partikeln, die während der Simulation über Modellkräfte und Drehmomente an einer festen Relativposition gehalten werden. Kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen den nicht-sphärischen Partikeln aus einer Kombination vom Kugeln, so ist es nur notwendig, die bereits bekannten Kräfte auf die sphärischen Partikel dieser Kombination zu berechnen. Wie [Höhner u. a. 2011/04/10] zeigt, kann dann aus diesen Kräften auf die Gesamtkraft der Partikelkombination geschlossen werden. Dieser Ansatz wird als multi-sphärischer Ansatz bezeichnet.

Das zweite Modell betrachtet die nicht-sphärischen Partikel als Polyeder (Polyeder-Ansatz). Die Translation und Rotation der Partikel wird in diesem Modell durch die Berechnung der Bewegung der einzelnen Polyeder-Ecken, Kanten und Flächen modelliert. Daher ist dieser Ansatz weitaus aufwendiger als der multi-sphärische. Zudem ist es nach [Höhner u. a. 2011/04/10] schwierig durch die Polyederform einen Kontakt zwischen zwei Partikel zu detektieren. Denn es kann zu verschiedensten Kontakttypen kommen, wie Punkt-Punkt-, Punkt-Kante-, Kante-Kante-, Kante-Fläche- und Fläche-Fläche-Kontakt, die detektiert werden müssen. Näheres zu dieser Kontaktproblematik und deren Vereinfachung im Polyeder-Ansatz wurde von [Cundall 1988] untersucht. Zudem müssen die wirkenden Kräfte für diese verschiedenen Kontakte angepasst werden, wie es [Hart u. a. 1988] berechnet hat.

2.6.2 Simulation von Strömung- und Partikeldynamik

Um ein Aerosol korrekt simulieren zu können, ist es nötig, auch die Strömungsbewegung richtig zu simulieren, da diese bei Aerosolen einen entscheidenden Einfluss auf die Trajektorien hat. Ein Fluid ist eine kontinuierliche Phase, in der sich dessen Eigenschaften, wie Druck und Geschwindigkeit, kontinuierlich fortsetzen. Diese Eigenschaften bestimmen die Dynamik des Fluids. An dem Beispiel einer Rohrströmung, innerhalb der sich das Fluid kontinuierlich fortbewegt und am Ende des Rohrs ausströmt, kann diese Eigenschaft am besten verstanden werden.

Um die Dynamik der kontinuierlichen Phase berechnen zu können, ist es zunächst nötig die Geometrie, in der die Strömung simuliert werden soll, in ein Netz aus finiten Elementen zu zerlegen. Nun kann der CFD-Löser die Fluideigenschaften wie Druck, Dichte und Geschwindigkeit, in jeder Netzelemente in Abhängigkeit von der Nachbarzelle berechnen, so dass sich diese kontinuierlichen Eigenschaften durch die Netzelemente bewegen. Zur Berechnung der Dynamik selbst verwendet der Löser die Navier-Stokes-Gleichung, die diese Größen in Abhängigkeit zueinander setzt. Die Berechnung der eigentlichen Fluidodynamik wird vom Löser iterativ vorgenommen unter der Berücksichtigung der Randbedingungen, die ähnlich den Startbedingungen bei der Partikelsimulation, vor der Berechnung definiert sein müssen. Im Beispiel der Rohrströmung wäre dies die Einfließgeschwindigkeit des Fluids in das Rohr und der Druck des Fluids am Ausfluss. Die Simulation kann dabei zeitlich transient ausgeführt werden. Dabei wird die Bewegung des Fluids nur innerhalb

eines bestimmten Zeitschritts iterativ gelöst. Dadurch ist es möglich über viele Zeitschritte hinweg, z. B. die Ausbreitung der Fluidgeschwindigkeit in der Rohrströmung zu beobachten.

Um die Partikeldynamik in einer Strömung simulieren zu können, ist es notwendig die Berechnung der Partikelbewegung an die berechnete Strömungsdynamik anzukoppeln. Hierfür gibt es zwei unterschiedliche Vorgehensweisen. Bei der Ein-Wegekopplung koppelt der Löser die Partikeldynamik nur in einer Richtung an die Fluidodynamik, so dass die Beschleunigung der Partikel durch die Fluidbewegung beeinflusst wird. Die Partikel haben dabei keinen Einfluss auf das Fluid. Dieser Ansatz ist nur für die Betrachtung kleinerer Partikelkonzentrationen sinnvoll, da dieser nur einen geringen Rechenaufwand benötigt.

Dagegen koppelt die Zwei-Wegekopplung die Dynamiken in beide Richtungen, so dass auch die Partikelbewegung einen Einfluss auf die Strömung hat. Dadurch wird es z. B. möglich, dass ein ruhendes Fluid aufgrund einer Partikeldynamik in Bewegung versetzt wird. Dieser Ansatz ist sinnvoll für hohe Partikelkonzentrationen, wie sie auch in Pulverschüttungen zu erwarten sind. Daher ist eine Zwei-Wegekopplung für eine korrekte Simulation des in dieser Arbeit untersuchten Aerosolverhaltens mit einer Dispersion von einer Schüttung unabdingbar.

Eine sinnvolle Zwei-Wegekopplung macht es zudem nötig, dass neben der Partikeldynamik auch die Fluidodynamik zeitlich transient gelöst werden muss, da sich die Kopplungswege der Kräfte auf die Partikel oder das Fluid stark ändern können. Ein einfacher Ansatz liegt hier darin, innerhalb jedes Zeitschritts Δt die Partikeltrajektorien aufgrund der wirkenden Kräfte und die Fluidodynamik durch das iterative Lösen der Navier-Stokes-Gleichung zu berechnen. Dabei muss die Zwei-Wegekopplung nur einmal berücksichtigt werden durch den Austausch von Impuls, Masse und Energie zwischen den Partikeln und dem Fluid. Hier sind allerdings auch kompliziertere Ansätze möglich, wie z. B. die Berechnung der Partikeldynamik mit einem kleineren Zeitschritt innerhalb der Berechnung der Fluidodynamik mit einem größeren Zeitschritt. Nun muss aber auf die korrekte Kopplung beider Phasen geachtet werden.

Zudem ist es möglich die Partikel über zwei verschiedene Ansätze zu simulieren, die bereits in den vorangegangenen Kapiteln angesprochen wurde. Zum einen können die Partikel als sphärische Kugeln in das bereits beschriebene Netz aus finiten Elementen implementiert werden. Hierzu wird das Netz so geformt, dass die Partikel durch fehlende Netzelemente wiedergegeben werden. Dies hat den Vorteil, dass sich alle Kopplungen zwischen Fluid und Partikel automatisch ergeben und somit hierfür kein theoretisches Modell verwendet werden muss. So kann die An- und Umströmung der Partikel korrekt berechnet werden, wie auch der Druck der Strömung auf die Partikeloberfläche, so ist die Strömungswiderstandskraft berechenbar. Da die sehr kleinen Partikel allerdings in der Netzgeometrie abgebildet werden müssen, ist es notwendig, die finiten Netzelemente um die Partikel sehr klein zu wählen um die Umströmung korrekt berechnen zu können. Dadurch erhöht sich die Anzahl der Netzzellen und damit auch der Rechenaufwand zur Lösung der Strömungsdynamik. Hinzu kommt, dass die Partikel sich aufgrund ihrer Dynamik bewegen und sich somit auch die Netzzellen zeitlich verändern müssten. Dies ist beides mit einem erhöhten Rechenaufwand verbunden. Dagegen benötigt der zweite Ansatz, der die Partikel als Punktteilchen betrachtet, einen viel geringeren Rechenaufwand, da hier die Netzzellen unbeeinflusst bleiben. Der Nachteil ist hier aber, dass die Zwei-Wegekopplung durch die richtige Wahl von theoretischen Modellen erzeugt werden muss.

2.7 Überblick über die vorgestellten Simulationsmodelle

In diesem Kapitel wurden verschiedene Modelle vorgestellt zur numerischen Modellierung der Partikel/Partikel-Wechselwirkung. Diese Modelle werden in der Tabelle 2.2 zusammengefasst und ihre Bedeutung wird dargestellt. Zudem zeigt die Tabelle in der Spalte "Modell" welches der gezeigten Modell in die Modellerweiterung eingeflossen sind. Die innerhalb der numerischen Betrachtung verwendeten Modelle werden im folgenden Kapitel 3.3.2 noch einmal diskutiert.

Zudem wurden in diesem Kapitel Partikel/Fluid-Wechselwirkungen berücksichtigt. Wie in Kap. 1.1 erläutert, werden bereits im gewählten Strömungsmechanik-Löser einige der Kräfte der sich bewegenden Partikel berücksichtigt. Zusätzlich musste in der Modellerweiterung noch die Rückwirkung der Partikel auf das Fluid berücksichtigt werden. Hier wurde untersucht welche Auswirkungen hohe Partikeldichten auf eine Strömung haben. Wie in Kap. 2.5.4 gezeigt werden konnte, entsteht hierbei ein Druckabfall über einer solchen hohen Partikeldichte. Gerade in Pulverschüttungen entstehen so hohe Partikeldichten, dass diese einen großen Druckabfall hervorrufen. Außerdem wurde in Kap. 2.5 festgestellt, dass es aufgrund der Volumenausdehnung der Partikel zu einer Umströmung der Partikel kommt. Diese Umströmung verändert die Widerstands-

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der in diesem Kapitel betrachteten Simulationsmodelle zur Beschreibung der Partikel-Partikel-Wechselwirkungen und ihre Bedeutung. Außerdem zeigt diese Tabelle in der Spalte "Modell", ob das genannte Modell in der im folgenden vorgestellten Modellerweiterung berücksichtigt wurde.

Wechselwirkung	Modelle	Bedeutung	Kapitel	Modell
Partikel-Stoß	Feder-Dämpfer-Modell	Lineare Stoßkraft	2.1.1	JA
	Hertz-Kontak	Die Elastizität der beiden Stoßpartner und deren Form wird berücksichtigt.	2.1.2	NEIN
	DMT-Kontakt	Um einen Partikelkontakt zu trennen, ist es notwendig die Adhäsionsarbeit zu überwinden.	2.1.3	NEIN
	JKR-Kontakt		2.1.4	NEIN
	Maugis-Kontakt		2.1.5	NEIN
Adhäsion	Coulomb-Kraft	Wechselwirkung der Partikel aufgrund ihrer elektrostatischen Ladung	2.4.1	JA
	van-der-Waals-Kraft	Anziehende Kraft aufgrund von elektrischer Dipol-Dipol-Wechselwirkung	2.4.1	JA
	Kapillarkraft	Wasser kondensiert im Partikelkontakt. Attraktive Kraft aufgrund des Laplace-Druckes der Flüssigkeit.	2.4	NEIN
Reibung	Coulomb-Reibung	Konstantes Reibungskraft gegeben durch den Gleitreibungskoeffizienten	2.2.1	NEIN
	Viskoses Reibungsmodell	Reibungskraft ist gegeben durch ein geschwindigkeitsabhängigen Reibungskoeffizienten	2.40	JA
	Feder-Dämpfer-Modell	Reibungskraft berücksichtigt die elastischen Eigenschaften des Partikelkontaktes	2.40	NEIN
Rollen	konstante Rollreibung	Konstantes Drehmoment wirkt auf ein rollendes Teilchen.	2.3.2	JA
	Viskoses Reibungsmodell	Rollreibungsdrehmoment ist abhängig von der Geschwindigkeit.	2.3.3	NEIN
	Feder-Dämpfer-Modell	Drehmoment der Rollreibung berücksichtigt die elastischen Eigenschaften des Kontaktes.	2.3.3	NEIN

kraft des Fluids auf zwei Partikel die sich in direkter Nachbarschaft zueinander befinden. Wie hier diskutiert werden konnte, ist dies z. B. bei Agglomeraten entscheidend für die korrekte Betrachtung deren Stabilität.



3 Methoden

Neben der Entwicklung und Überprüfung des Modells ist es notwendig, die physikalischen Eingangsparameter zur Beschreibung der Pulver experimentell zu bestimmen. Anschließend kann das entwickelte Modell durch Experimente überprüft werden. Diese Arbeit ist daher in den folgenden Kapiteln immer in die zwei Teile, numerisches Modell und Experimente, unterteilt.

3.1 Verwendete Materialien

Da das hier vorgestellte Modell auf der allgemeinen Betrachtung des physikalischen Verhaltens von Pulverpartikeln basiert, soll es damit auch möglich sein, Pulver und Aerosole aus verschiedensten Feststoffen beschreiben zu können. Da die Ergebnisse der numerischen Betrachtungen experimentell überprüft werden sollen, werden im Folgenden verschiedene Pulver (siehe Tabelle 3.1) aus unterschiedlichen Feststoffen und mit unterschiedlichen Eigenschaften näher untersucht. Alle in dieser Arbeit verwendeten Pulver sind polydispers, das heißt, sie weisen eine verbreiterte Partikelgrößenverteilung mit großer Standardabweichung auf (Definition nach [Hinds 1999 S. 8]).

Die Pulver wurden während des gesamten Messzeitraums möglichst trocken gelagert um eine stärkere Kondensation der Luftfeuchte und damit die Entstehung stärkerer Kapillarkräfte zu verhindern. Hierzu wurden die Pulver in Exsikkatoren mit Trockenmittel oder in luftdicht verschließbaren Behältern mit eingelegten Silikagel-Trockenbeuteln gelagert.

3.2 Experimente

In diesem Kapitel werden in den Abschnitten 3.2.1 und 3.2.2 alle Experimente erläutert, die im Rahmen dieser Arbeit zur Charakterisierung der Pulver durchgeführt wurden. Anschließend wird im Kapitel 3.2.3 der Versuchsaufbau und die Überprüfung des Partikelmodells vorgestellt.

3.2.1 Vermessung der Partikelgrößenverteilung

Da die in dieser Arbeit verwendeten Pulver polydispers sind, ist es nötig, deren Größe statistisch an einer großen Anzahl von Partikeln zu vermessen. Das Ergebnis ist eine statistische Partikelgrößenverteilung. Dazu gibt es verschiedenste Messmethoden, die auf den unterschiedlichsten physikalischen Prinzipien beruhen und daher qualitativ unterschiedliche Ergebnisse in Abhängigkeit des Messaufwandes liefern [Baron und Willeke (2005)]. Da die Partikelgröße aber für die numerische Berechnung eine entscheidende Eigenschaft darstellt, sollte diese möglichst präzise vermessen werden, auch wenn dies mit einem erhöhten Messaufwand verbunden ist.

Hierzu bieten sich Mikroskop-Aufnahmen der Partikel an. Diese Methode liefert sehr genaue Ergebnisse der Partikelgröße, da diese direkt am Partikel optisch vermessen werden, ohne dass weitere physikalische Annahmen getroffen werden müssen. Zudem liefert diese Messmethode noch eine weitere Vielzahl von charakteristischen Größen zur Beschreibung der Partikeleigenschaften, weshalb aber jedes Partikel einzeln vermessen werden muss. Hierdurch entsteht ein erheblicher Messaufwand, um eine möglichst vollständig erfasste Verteilung statistisch über eine sehr große Anzahl von Partikeln messen zu können. Da dies bei einer manuellen Vermessung der Partikel einen erheblichen Aufwand bedeutet, muss hier eine automatische Vermessungsmethode der Mikroskop-Bilder verwendet werden, wie sie vom automatisierten System Malvern Morphology G2 (Malvern Instruments Ltd, England) ausgeführt wird.

Da dieses System Partikel vermisst, die auf einem Objektträger liegen, ist es notwendig, die Partikel auf diesen Träger möglichst deagglomeriert aufzubringen. Hierzu muss das Pulver zu einem Aerosol dispergiert werden, das anschließend unter Einfluss der Schwerkraft auf den Objektträger sedimentieren kann. Auf

Tabelle 3.1: Die in dieser Arbeit verwendeten Pulver, deren verwendete Namen, Eigenschaften, Hersteller und Herstellerbezeichnungen.

Pulvername	Hersteller & Hersteller-Nummer	Feststoff	Eigenschaften
Glas	Eisenwerke Würth GmbH MGL 0 μm bis 50 μm Lot/Batch: 2008-491	Glas	<ul style="list-style-type: none"> • sphärische Partikel • geringe Adhäsion • $\rho = 2,45 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ • Schüttdichte: $\rho_S = 1,5 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$
Keramik	Eisenwerke Würth GmbH Zirblast: B205 0 μm bis 63 μm Lot/Batch: 06441051	Keramik Zirblast monokline Zirkon- kristalle	<ul style="list-style-type: none"> • sphärische Partikel • geringe Adhäsion • $\rho = 3,8 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ • Schüttdichte: $\rho_S = 2,3 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$
Laktose SV003	DMV-Fonterra Excipients Respitose SV003 0 μm bis 100 μm	Laktose	<ul style="list-style-type: none"> • gemahlenes und gesiebttes Pulver • hohe Adhäsion • $\rho = 1,62 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ [Rowe u. a. (2006)] • Schüttdichte: $\rho_S = 683 \text{ kg m}^{-3}$
Laktose 5 μm	Boehringer Ingelheim Pharma GmbH & Co KG Laktose Monohydrat 5mcm Art.No.: 60389503 Lot.No.: 990946	Laktose	<ul style="list-style-type: none"> • gemahlenes und gesiebttes Pulver • sehr hohe Adhäsion • $\rho = 1,62 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ [Rowe u. a. (2006)] • Schüttdichte: $\rho_S = 248 \text{ kg m}^{-3}$

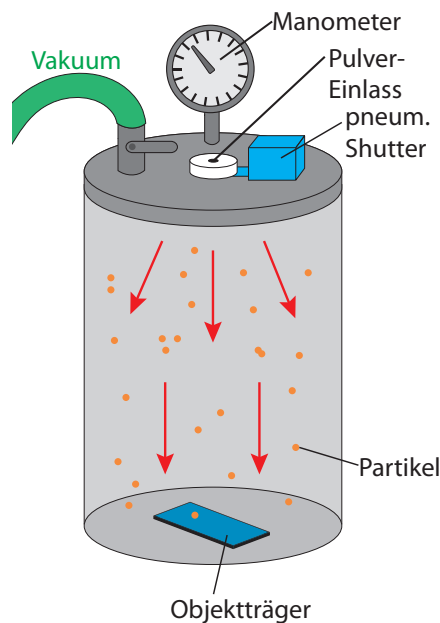


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Dispergierungssystems um die Partikel auf einen Objektträger des Mikroskops zu dispergieren. Im Inneren der Kammer wird ein Vakuum aufgebaut, das beim Öffnen des Shuttters das Pulver über den Einlass ins Innere saugt und dabei die Partikel dispergiert. Anschließend sedimentieren die Partikel aufgrund der Gravitation auf den Objektträger.

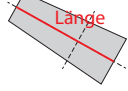
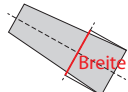
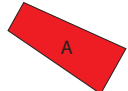

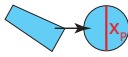

dem Objektträger angekommen, muss dann die Annahme getroffen werden, dass sich die Partikel mit ihrer größten Auflagefläche auf den Objektträger legen. Zu dieser Ausrichtung soll es kommen, da der Partikelschwerpunkt die tiefste und damit stabilste Lage einnimmt. Zur Dispergierung des Pulvers wurde eine von Boehringer Ingelheim Pharma GmbH und Co. KG entwickelte Dispergierungskammer verwendet (siehe Abb. 3.1). Sie verwendet ein Vakuum, durch das die Partikel zerstäubt werden. Hierzu wird die Kammer zunächst evakuiert und das Pulver auf den Shutter aufgeschüttet. Beim Öffnen des Shuttters werden die Partikel durch die einströmende Luft in das Innere des Turms gesaugt und dabei dispergiert. Durch Sedimentation kommt es zur Ablagerung einzelner Partikel auf dem Objektträger.

Bei den Glas- & Keramik-Pulvern wurde aufgrund ihrer höheren Dichte eine Pulvermasse $m_G = 20 \text{ mg}$, bei den Laktose-Pulvern nur $m_G = 5 \text{ mg}$ dispergiert. Um die Objektträger nicht durch die Glas- und Keramik-Pulver zu zerstören, wurden sie bei einem relativen Druck von 10 kPa und die Laktose-Pulver bei 90 kPa unter dem Atmosphärendruck dispergiert.

Anschließend wurde der Dispergierungsturm zerlegt und der Objektträger auf das Mikroskop gelegt. Das Mikroskop wird von einem Computer gesteuert, der über eine Digitalkamera die Bilder im Durchlichtverfahren von den Partikeln aufnimmt. Um eine große Anzahl von Partikeln zu vermessen, wird vom Messsystem eine große Fläche des Objektträgers abgefahren und dabei einzelne Bilder der Partikel mit einer Überlappung aufgenommen. Diese Überlappung dient anschließend dazu auch Partikel, die die Bildränder schneiden, im folgenden Bild richtig auswerten zu können. Die abzufahrenden Flächen und die, für die Bildaufnahme verwendeten Vergrößerungen des Mikroskops, können vom Benutzer definiert werden. Dabei wurde für jedes Pulver die optimale Einstellung gesucht, um möglichst viele Partikel erfassen zu können und die Messzeit gering zu halten. Um systematische Fehler bei der Dispergierung ausschließen zu können, ist es notwendig, die Partikel an verschiedenen Flächen über dem Objektträger verteilt, zu vermessen.

Nach der automatischen Bildaufnahme der Fläche folgt deren Auswertung. Hierbei werden die Pixel anhand einer Grauwerteschwelle als Partikelpixel angesehen. Die sich nun berührenden Partikelpixel werden dann vom Programm zu einer Partikelfläche kombiniert und vermessen. Hierbei zeigt das System allerdings den Nachteil, dass die Auswertung nicht grundsätzlich zwischen sich berührenden Partikeln und einem einzelnen Partikel unterscheiden kann. Dies kann bei einer großen Anzahl sich berührender Partikel zu einem signifikanten Fehler der Auswertung führen. Um dies zu verhindern, muss zum einen auf eine möglichst gute Dispergierung geachtet werden. Zum anderen bietet die Auswertung die Möglichkeit, Partikel bzw. Agglomerate nach unterschiedlichen Kriterien zu filtern, so dass Agglomerate in der weiteren Auswertung nicht

Tabelle 3.2: Die für diese Arbeit wichtigen Größen zur Beschreibung der Partikel, die über das Malvern Morphology G2 vermessen wurden.

Größe	beschreibt	Definition	Beispiel
Länge	Partikelgröße	längste Strecke zwischen der Projektion von zwei Punkten des Partikelumfangs auf die große Hauptachse (Achse durch Schwerpunkt, die das Partikelträgheitsmoment genau teilt)	
Breite	Partikelgröße	längste Strecke zwischen der Projektion von zwei Punkten des Partikelumfangs auf die kleine Hauptachse	
Fläche A	Eigenschaft	Pixelfläche, Anzahl der Partikelpixel $A = \iint_{\text{Partikel}} P(x, y) dx dy$ mit $P(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{wenn Pixel } x, y \text{ Partikel} \\ 0 & \text{ansonsten} \end{cases}$	
Umfang U	Eigenschaft	gesamte Länge des Partikelumfangs, berechnet über die Anzahl der Randpixel	
Äquivalenzdurchmesser	Partikelgröße	Äquivalenzdurchmesser einer Kugel gleicher Projektionsfläche $x_p = 2 \sqrt{A/\pi}$	
Zirkularität	Formfaktor	Beschreibt die Ähnlichkeit mit einem perfekten Kreis (Zirk. = 1) $\text{Zirk.} = \frac{\sqrt{4\pi A}}{U} = \frac{2\sqrt{\pi \cdot A}}{U}$	

berücksichtigt werden. Hierzu werden von der Software eine Vielzahl von Größen bestimmt, die Aufschluss über die Eigenschaft der Partikel geben können. Die für diese Arbeit wichtigen Größen sind in der Tabelle 3.2 aufgeführt. Neben den Größen, die die Partikelgröße charakterisieren, gibt es die Formfaktoren, die Aufschluss über die Form der Partikel geben sollen (weitere Informationen [Malvern Instruments Ltd 2006]).

Nach einer entsprechenden Filterung wurden dann die Ergebnisse der Bildauswertung von jedem Partikel in eine Textdatei exportiert. Somit lagen nun in dieser Datei für jedes Partikel getrennt alle bestimmten Parameter einzeln vor. Um daraus nun eine Partikelgrößenverteilung bestimmen zu können, mussten die Informationen aus dieser Datei noch umgerechnet werden. Hierzu wurde ein Programm (LabView, National Instruments, Texas, USA) geschrieben, das eine akkumulierte Verteilung aus den Äquivalenzdurchmesser x_p ermittelt. Um sowohl den systematischen, als auch den statistischen Fehler dieser Messung zu reduzieren, wurden die Partikeleigenschaften auf 5 verschiedenen Positionen auf jedem Objektträger bestimmt. Zudem wurden für jedes Pulver 3 verschiedene Objektträger vermessen.

Nach der Bestimmung der Summenverteilungen für jede dieser Messungen wurde ein statistischer Mittelwert und eine Standardabweichung für jedes Pulver gebildet. Aus dieser gemittelten akkumulierten Verteilung wurde dann durch ein Mathematica-Programm eine entsprechende Funktion durch eine nicht-lineare Regression an die Messdaten angepasst (siehe Kapitel A.1).

3.2.2 Bestimmung der Reibungskoeffizienten

Neben der Bestimmung der Partikelgröße sollen in dieser Arbeit auch die Reibungskräfte charakterisiert werden, die einen starken Einfluss auf die Partikel bei der Dispergierung von Schüttungen und bei der Deagglomeration haben. Denn diese beiden Vorgänge sollen im Folgenden simuliert und experimentell untersucht werden. Hierzu muss die Haft-, die Gleitreibung und deren Übergang vermessen werden. Ferner soll die Rollreibung untersucht werden, weshalb verschiedene Experimente nötig sind.

3.2.2.1 Schüttwinkel

Zur Bestimmung der Haftreibung eignen sich Versuche, in denen der Haftreibungskoeffizient ermittelt werden kann, wenn alle Partikel in absoluter Ruhe zueinander liegen. Ein einfacher Versuch stellt dabei die Messung des Schüttwinkels dar (nach [Bergmann u. a. 1998]). Hierzu wird das Schüttgut zunächst auf eine Ebene aufgeschüttet und anschließend der Winkel des Schüttkegels vermessen. Danach kann aus dem Schüttwinkel α der Haftreibungskoeffizient μ_H bestimmt werden über einen ähnlichen Kräfteansatz, wie er bei der schiefen Ebene (siehe Gl. 2.39) verwendet wird:

$$\mu_H = \tan(\alpha) \quad (3.1)$$

Die Messung des Winkels kann prinzipiell einfach realisiert werden [Geldart u. a. 2009/03/05], weshalb viele verschiedene Messmethoden existieren. Zum Beispiel gibt es Versuchsanordnungen, die die Kegelbreite begrenzen. Durch Messen der Kegelhöhe kann dann durch einen trigonometrischen Ansatz auf den Kegelwinkel geschlossen werden. Jedoch erfassen diese Versuchsmethoden die Schüttkegel häufig nicht in ihrer Gesamtheit, so dass systematische Messfehler entstehen können.

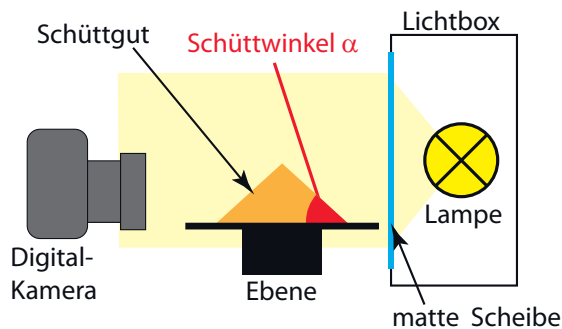
Der Schüttwinkel eines Pulvers entsteht nach [Schulze 2009 S.176 und folgende Seiten (ff.)] aufgrund kleinerer Spannungen dicht an der Oberfläche des Schüttkegels. Daher spielt bei der Bildung der Schüttung nicht nur die Reibungskraft eine Rolle, sondern auch die Adhäsionskraft, die Partikelform und der Vorgang des Aufschüttens selbst. Durch die Adhäsion zwischen den Partikeln variiert nach [Visser 1989/05] der Schüttwinkel sehr stark über die ganze Schüttung. Daher ist es sinnvoll den Schüttwinkel über den gesamten Kegel hinweg zu vermessen. Um ein möglichst unabhängiges Ergebnis vom Prozess des Aufschüttens gewinnen zu können, ist es notwendig, die Partikel möglichst gleichmäßig aufzuschütten. Hierzu wurde ein kleiner Trichter mit Siebeinsatz verwendet, durch den die Partikel nur sehr langsam und möglichst deagglomert durchgedrückt wurden. Dadurch konnten keine größeren Partikelmengen mit höherer Geschwindigkeit auf dem Kegel aufkommen. Außerdem wurde der Trichter so angebracht, dass die Pulver aus einer geringen Höhe auf die Schüttungsoberfläche gefallen sind. Diese Maßnahmen dienen dazu, die Verfestigung des Pulvers, die nach [Matuttis u. a. 2000/04/03] den Schüttwinkel beeinflussen würde, durch das Aufschütten zu vermeiden.

Um den Kegelwinkel über die gesamte Schüttung vermessen zu können, wurden Schattenbilder von der Schüttung aufgenommen, da sich diese aufgrund eines guten Kontrastes sehr gut zur Auswertung der Schüttungssteigung eignen.

Um die Schüttung in diesem Blickwinkel mit einer Kamera aufnehmen zu können, wurde der Versuchsaufbau so gewählt, wie er in Abb. 3.2a zu sehen ist. Hierzu wurde Pulver über einem kleinen Trichter mit Siebeinsatz auf eine höhenverstellbare Ebene aufgeschüttet. Dann wurden von dieser Schüttung Bilder mit einer Digitalkamera (Canon EOS 5D, Canon Inc., Japan) aufgenommen, die von der gegenüberliegenden Seite durch eine Lichtbox (Kaiser prolite basic, Kaiser Fototechnik, Deutschland) beleuchtet wurde. Das Bild der Schüttung wurde anschließend auf einen Computer übertragen und dort durch ein selbstgeschriebenes Bildanalyse-Programm (LabView & Vision Toolkit, National Instruments, Texas, USA) ausgewertet. Zudem wurde die Höhe und Breite des Kegels mit Hilfe einer Schieblehre vermessen, wodurch der von der Bildauswertung bestimmte Schüttwinkel überprüft werden konnte.

Für die Auswertung der Kamerabilder war es nötig, dass bestimmte Bildteile nicht von der Ebene oder der Pulverschüttung im Bild bedeckt wurden. Daher war es notwendig, die Kamera so auszurichten, dass es nicht zu einer solchen Bedeckung kam. Um dies zu gewährleisten, wurde für den Kamera-Monitor eine Schablone aus bedruckbarer Folie erstellt, die auf den Monitor aufgeklebt werden konnte. Dadurch war es möglich, nach jeder Aufnahme über den Kameramonitor und die Schablone die Ausrichtung der Kamera zu überprüfen.

Um den statistischen Fehler, der bei einem ungleichmäßigen Aufschütten des Pulver entstehen kann, zu minimieren, wurden für jedes der verwendeten Pulver sechs Schüttungen erzeugt, fotografiert und die Bilder



(a) Versuchsaufbau zur Vermessung des gesamten Verlaufs des Schüttwinkels zur Bestimmung des Haftreibungskoeffizienten.



(b) Methode zur Bestimmung des Schüttwinkels ohne den gesamten Verlauf der Schüttung zu berücksichtigen. Zur Vermessung wird Pulver auf eine runde Grundplatte geschüttet, bis es von dieser herunter fällt. Anschließend wird die Höhe der Schüttung vermessen.

Abbildung 3.2: Die zwei in dieser Arbeit verwendeten Messmethoden zur Bestimmung des Schüttwinkels.

ausgewertet. Zudem wurden für jede Schüttung bei der Auswertung auf den Bildern die Winkel zu beiden Seiten des Kegels bestimmt. Aus diesen 12 Ergebnissen wurde der Mittelwert des Schüttwinkels bestimmt und über Gl. 3.1 der Haftreibungskoeffizient berechnet.

Zudem wurde in einem weiteren Versuch eine einfachere Methode zur Bestimmung des Schüttkegels verwendet, wie sie für pharmazeutische Pulver heute noch häufig Verwendung findet. Diese Methode berücksichtigt dabei nicht den gesamten Verlauf des Kegels, sondern bestimmt den Kegelwinkel nur aus Breite und Höhe des Kegels. Um diese beiden Messgrößen bestimmen zu können, gibt es verschiedene Ansätze. Hier wurde ein Aufbau gewählt, bei dem das Pulver auf eine runde, erhöhte Platte geschüttet wird, bis das Pulver über den Rand der Platte fällt (siehe Abb. 3.2b). Anschließend wird die Schütthöhe bestimmt. Daraus kann dann über den Durchmesser der Platte der Schüttwinkel bestimmt werden. Dieser Versuch wurde mit der Laktose $5\mu\text{m}$ durchgeführt, indem 10 verschiedene Schüttungen vermessen wurden. Ein Vergleich der Ergebnisse beider Messmethoden sollte zeigen, ob eine aufwendigere Messung des gesamten Schüttkegelverlaufs Vorteile gegenüber einer einfacheren Methode bringt.

3.2.2.2 Ring-Scherzelle

Durch die Messungen mit einer Scherzelle können die Fließeigenschaften des Pulvers betrachtet werden, während die Partikel in relativer Bewegung zueinander stehen. Daher ist es sinnvoll, die Scherzelle zur Messung des Gleitreibungskoeffizienten zu verwenden. Da die Scherzelle eigentlich entwickelt wurde, um aus den dynamischen auf die statischen Fließeigenschaften schließen zu können, werden bei dieser Messmethode nur sehr geringe relative Partikelgeschwindigkeiten erzeugt. Daher eignet sie sich nach [Münz und Rumpf 1977, Schulze 2009 S.204] auch zur Bestimmung des Partikelverhaltens im Stick-Slip-Bereich des Pulvers (siehe Kap. 2.2.3).

Ein schematischer Aufbau einer solchen Zelle ist in Abb. 3.2 zu sehen. In dieser Arbeit wurde ein Ringschergerät (RST-XS, Dr.-Ing. Dietmar Schulze Schüttgutmesstechnik, Deutschland) verwendet. Dieses besitzt einen Bodenring, der aus dem Gerät genommen werden kann. Dadurch ist es möglich, beim Befüllen des Rings mit dem Pulver die eingefüllte Masse zu bestimmen. Der befüllte Bodenring wird dann auf seine Halterung aufgesetzt. Anschließend wird der ringförmige Deckel auf das Schüttgut aufgelegt. Um nun die Reibungseigenschaften des Pulvers für verschiedene Normalkräfte bestimmen zu können, wird der Deckel mit einer Normalkraft F_N beaufschlagt, die auf das gesamte Pulverbett eine Normalspannung $\sigma = F_N/A$ erzeugt. Anschließend wird der Bodenring mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit ω in Rotation versetzt. Der Deckel wird dabei durch zwei Zugstangen so fixiert, dass er keine Rotation ausführen kann. Da sich somit der Boden gegen den Deckel bewegt, entsteht aufgrund des Gleitens der Partikel ein Schermoment τ im Schüttgut. Dieses äußert sich durch ein Drehmoment M am Deckel, das an den Zugstangen als Kraft gemessen werden kann. Für das Schermoment gilt $\tau = F_R/A$, so dass es abhängig ist von der Reibungskraft

der Partikel im Schüttgut. Diesen Zusammenhang kann man sich an einem einfachen nicht rotationssymmetrischen Beispiel, wie es von [Schulze 2009] hergeleitet wurde, überlegen:

$$\mu(\dot{x}) = \frac{F_R(\dot{x})}{F_N} = \frac{F_R(\dot{x}) \cdot A}{F_N \cdot A} = \frac{\tau(\dot{x})}{\sigma} \quad (3.2)$$

Nun kann gezeigt werden, dass τ nicht nur von der Geschwindigkeit abhängig ist, sondern auch von der Normalspannung. Dies kann nach [Schulze (1995)] dadurch erklärt werden, dass es in einem Pulver bei größer werdender Normalspannung zu einer Verfestigung des Pulvers kommt, durch die die Reibungskraft zunimmt. Dies bedeutet aber, dass die Messergebnisse von der Startverfestigung des Pulvers abhängen. Da diese Startverfestigung aber durch das Befüllen des Bodenrings stark variiert, würden verschiedene Messungen des gleichen Materials voneinander abweichen und es wäre nicht möglich, ein eindeutiges Messergebnis zu bestimmen. Um dieses Problem zu umgehen, ist es nötig vor dem eigentlichen Durchführen einer Messung eine Grundverfestigung des Pulvers herzustellen. Hierzu wird der Deckel mit einer höheren Normalspannung beaufschlagt, als bei der dann folgenden Messung. Zudem wird der Bodenring mit einer konstanten Rotationsgeschwindigkeit bewegt. Die Grundverfestigung ist erreicht, wenn die Scherspannung sich zeitlich nicht mehr ändert. Der Punkt stationären Fließens ist erreicht. Bei diesem Vorgang des Grundverfestigens vor einer Messung wird vom Anscheren gesprochen. Die Schüttungsdichte nimmt während des Prozesses zu. Hierdurch kann eine weitere Vereinfachung angenommen werden, denn die Partikel liegen nun sehr dicht zusammen. Dadurch gibt es sehr viele Kontaktpunkte zwischen den Partikeln, was ein Rollen erschwert und somit unterdrückt. Daher wird die Gleitreibung der entscheidende Reibungsvorgang sein.

Danach folgt die eigentliche Messung, bei der zunächst die gewünschte Normalkraft auf den Deckel übertragen und die gewünschte Rotationsgeschwindigkeit erreicht wird. Dieser Prozess wird Abscheren genannt. Der zeitliche Verlauf der Normalspannung geht auch in diesem Prozess in einen konstanten Wert über, der Abscherpunkt genannt wird. Dabei ist es natürlich so, dass nicht überall in der Pulverschüttung im Bodenring die gleichen Normalspannungen und Scherspannungen auf die einzelnen Partikel herrschen, da diese sich in einem Pulverbett unterschiedlich verteilen. Werden alle in einer solchen Scherzelle auf die Partikel wirkenden Spannungen in ein σ, τ -Diagramm eingetragen, so ergibt sich für eine von außen wirkende Normalspannung eine kreisförmige Fläche, deren Mittelpunkt auf der σ -Achse liegt. Dieses Gebiet wird Mohr'scher Spannungskreis genannt. Der Abscherpunkt (σ_f, τ_f) definiert dabei den Radius des Kreises.

Wird das Abscheren für viele Normalspannungen wiederholt, ergibt sich eine Vielzahl dieser Kreise mit unterschiedlichen Radien. Die Abscherpunkte bilden dabei eine nicht-gerade Linie, die alle Spannungskreise tangiert. Diese Linie wird Fließort genannt, ihre Steigung kann definiert werden als $m(\sigma) = d\tau_f(\sigma)/d\sigma_f$. Ein Vergleich mit Gl. 3.2 zeigt, dass der Reibungskoeffizient auch aus der Steigung des Fließortes bestimmt werden kann:

$$\mu(\dot{x}, \sigma) = m(\dot{x}, \sigma) = \frac{d\tau_f(\dot{x}, \sigma)}{d\sigma} \quad (3.3)$$

Somit kann durch die Messung der Abscherpunkte für verschiedene Normalspannungen der Fließort und damit der Reibungskoeffizient in Abhängigkeit der Normalspannungen gemessen werden. Hierzu wurden im Versuch Normalspannungen gewählt von $\sigma = 300 \text{ Pa}$, 600 Pa , 900 Pa , $1,2 \times 10^3 \text{ Pa}$, $1,6 \times 10^3 \text{ Pa}$ und 300 Pa . Dabei diene die letzte Messung, die eine Wiederholung der ersten Messung ist, zur Kontrolle, ob sich das Pulverbett stark verändert hat und dann die Ergebnisse nicht aussagekräftig gewesen wären. Zum Anscheren wurde eine Normalspannung von $\sigma = 2 \times 10^3 \text{ Pa}$ verwendet.

Um nun die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Reibungskoeffizienten bestimmen zu können, ist es notwendig, die Rotationsgeschwindigkeit der Scherzelle ändern zu können. Da dies bei den eigentlichen Scherzellen-Messungen aber nicht möglich sein sollte, musste diese Option zunächst in einer Steuerdatei der Gerätesoftware freigeschaltet werden. Anschließend konnte die Rotationsgeschwindigkeit in relative Werte von 25%, 52%, 101%, 200%, 352%, 500% der Standardgeschwindigkeit $\dot{x}_S = 12,5 \times 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ variiert werden. Die Ergebnisse konnten dann im Scherzellenprogramm durch verschiedene Textdateien exportiert werden.

[Schulze (2009)] geht dabei noch näher auf die Scherzellenmessung, deren Auswertung und Ergebnisdiskussion ein.

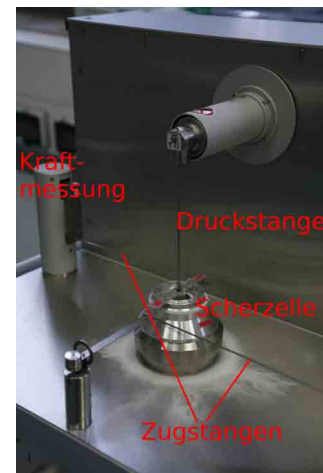
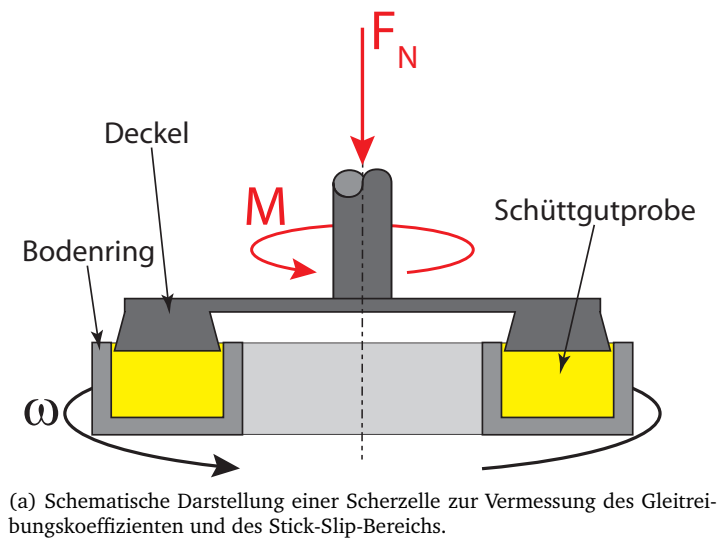


Abbildung 3.3: Scherzelle

3.2.2.3 Schiefe Ebene

Im Allgemeinen ist die experimentelle Trennung zwischen Rotation und Gleiten der Partikel in einem Pulver sehr komplex. Dahingegen ist dies für wenige Partikel zum Beispiel durch eine AFM Messung nach [Heim u. a. 1999; Stefan Ecke und Hans-Jürgen Butt 2001] unter großem, experimentellen Aufwand möglich. Trotzdem wurde in dieser Arbeit versucht, mit einem gesamten Pulver und einem relativ einfachen Versuch den Rollreibungskoeffizienten zu bestimmen. Hierzu wurde bei ersten Vorversuchen an einer schiefen Ebene festgestellt, dass Pulver aus sphärischen Partikeln diese bereits bei sehr kleinen Neigungswinkeln herunterrutschen. Nicht-sphärische Pulver benötigten dagegen einen viel größeren Neigungswinkel. Daher wurde die Annahme getroffen, dass das Rollen bei sehr kleinen Neigungswinkeln der entscheidende Prozess beim Abrutschen eines Pulvers von einer Ebene ist.

Daher wurde eine schiefe Ebene konstruiert, wie sie in Abb. 3.4 zu sehen ist. Da mit diesen Versuchen die Rollreibungskraft zwischen den Partikeln untersucht werden sollte, wurde der Aufbau so realisiert, dass die Ebene zerlegt und der Boden der schiefen Ebene mit einem doppelseitig-adhäsiven Band beklebt werden konnte. Anschließend wurde die Ebene mit Partikeln des zu untersuchenden Materials so bestreut, dass eine feste Ebene aus Partikeln entstand.

Eine nähere Betrachtung der Pulverbewegung auf der schiefen Ebene zeigt, dass diese sich wie eine Lawine ausbreitet. Für die Ausbreitung einer Lawine in Richtung des Abfalls der schiefen Ebene kann nach [Pudasaini und Hutter (2006)] eine einfache eindimensionale Bewegungsgleichung aufgestellt werden, die auf der Theorie von Voellmy beruht. Diese vernachlässigt zwar die Ausbreitung der Lawine senkrecht zum Abfall und die Änderung der Lawinendicke, zeigt aber bereits gute Übereinstimmung mit Experimenten bei der Bestimmung des von der Lawine zurückgelegten Weges. Die Beschleunigung $\ddot{x}(t)$, die auf die Partikel wirkt, kann dabei ähnlich formuliert werden, wie es bei einer einfachen Masse auf der Ebene möglich wäre. Für die Bewegung einer solchen Masse gilt das Coulomb Gesetz der trockenen Reibung (siehe Kap. 2.2). Durch die Wechselwirkung der Partikel untereinander kommt es zudem zu einem viskosen Verhalten ähnlich einer Flüssigkeitsbewegung, das die Partikel abbremst. Um dieses Verhalten in der Bewegungsgleichung abbilden zu können, wird zu der Beschleunigung ein Term proportional zum Quadrat der Partikelgeschwindigkeit $\dot{x}(t)$ addiert. Dabei wird ein Proportionalitätsfaktor C eingeführt, der Reibungsbeiwert genannt wird. Die Bewegungsgleichung der Lawine entlang der Neigung der Ebene lautet somit:

$$\ddot{x}(t) = g (\sin(\alpha) - \mu_V \cos(\alpha)) - C \dot{x}(t)^2$$

Diese Bewegungsgleichung lässt sich lösen:

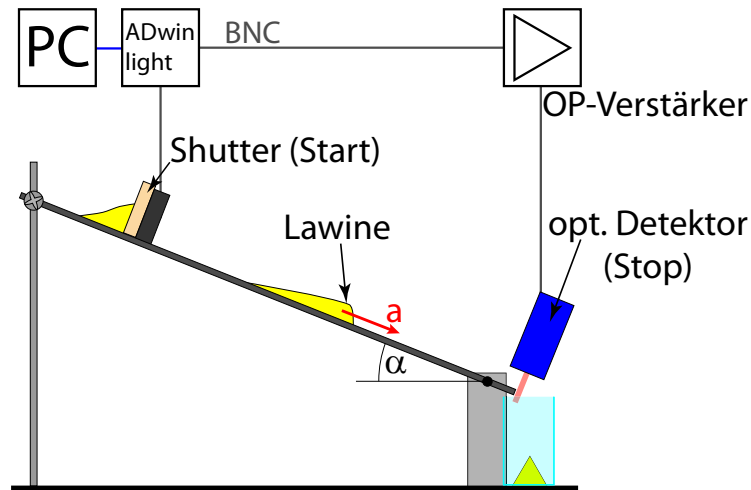


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Messungen an einer schiefen Ebene zur Vermessung der Rollreibung.

$$\begin{aligned}\dot{x}(t) &= \sqrt{\frac{g (\sin(\alpha) - \mu_V \cos(\alpha))}{C}} \tanh \left(\sqrt{C g (\sin(\alpha) - \mu_V \cos(\alpha))} (t - t_0) \right) \\ x(t) &= \ln \left(\cos \left(\sqrt{\frac{g (\sin(\alpha) - \mu_V \cos(\alpha))}{C}} (t - t_0) \right) \right) + x_0\end{aligned}\quad (3.4)$$

Für sehr große Zeiten kann gezeigt werden, dass die Geschwindigkeit in eine Konstante übergeht:

$$\dot{x}(t \rightarrow \infty) \rightarrow \sqrt{\frac{g (\sin(\alpha) - \mu_V \cos(\alpha))}{C}} \quad (3.5)$$

Da g und C positive Werte sind, ist die Geschwindigkeit nur reell lösbar, wenn $\tan(\alpha) \geq \mu$. Dies ist aber auch gleich der Bedingung, die für die Bewegung einer einfachen Masse auf einer schiefen Ebene gefunden werden kann (siehe Gl. 2.39).

Ist die Neigung der Ebene geringer als diese materialabhängige Grenze, so wird die sich bewegende Lawine langsamer, bis sie vollkommen zur Ruhe kommt. Bei einer Erhöhung der Neigungswinkel dagegen nimmt die Geschwindigkeit der Lawine zu bis die Endgeschwindigkeit aus Gl. 3.5 erreicht ist. Für sehr kleine Winkel (mit $\tan(\alpha) \geq \mu_V$) konvergiert diese Endgeschwindigkeit $v(t \rightarrow \infty, \alpha \rightarrow \arctan(\mu_V)) \rightarrow 0$ und für sehr große Winkel gegen $v(t \rightarrow \infty, \alpha \rightarrow \pi/2) \rightarrow \sqrt{g/C}$. Somit genügt es, den Neigungswinkel α der Ebene zu finden, bei dem die Endgeschwindigkeit gegen 0 konvergiert. Der in der Theorie nach Voellmy verwendete Reibungskoeffizient ist allgemein definiert über den Tangens dieses Grenzwinkels α_G , bei dem es zur Bewegung der Lawine kommt:

$$\mu_V = \tan(\alpha_G) \quad (3.6)$$

Bei dieser Betrachtung der Lawinen wurde von einer allgemeinen Reibung gesprochen, die über den Koeffizienten μ definiert wurde. Da aber die Rollreibung bei sphärischen Partikeln die kleinste Reibungskraft darstellt, kann hier davon ausgegangen werden, dass gerade bei kleinen Neigungswinkeln der Ebene das Rollen der Partikel die Bewegung der Lawine hervorruft. Dann müsste allerdings der Reibungskoeffizient vom Partikelradius abhängen über $\mu_R = r \cdot \tan(\alpha_G)$, weshalb auch die Endgeschwindigkeit bei kleinen Neigungswinkeln der Ebene vom Partikelradius abhängen müsste. Der in der Theorie nach Voellmy verwendete Reibungskoeffizienten μ_V kann somit in den Rollreibungskoeffizienten umgerechnet werden mit Gl. 3.6:

$$\mu_R = r \cdot \mu_V \quad (3.7)$$

Aus dieser Betrachtung heraus folgt, dass es für die Bestimmung des Rollreibungskoeffizient sinnvoll ist, die Endgeschwindigkeit für viele Neigungswinkel der Ebene zu messen, um auf deren Grenzwerte schließen

zu können. Diese Geschwindigkeitsmessung ist jedoch messtechnisch nicht einfach, da die Bewegung der Lawine über die Ebene erfasst werden muss. Stattdessen wurde ein einfacherer Ansatz gewählt, bei dem die Durchschnittsgeschwindigkeit der Partikel über der gesamten Rampe vermessen wurde. Dazu wurde die Rampe so realisiert, dass das Pulver zu Beginn der Messung gegen einen Shutter aufgeschüttet werden konnte. Wird dieser Shutter gezogen, kann das Pulver die Rampe herab rutschen. Gleichzeitig öffnet sich durch den Shutter auch ein induktiver Sensor, dessen elektrisches Signal über einen logischen Eingang einer programmierbaren Messkarte (ADwin-light-16, Jäger GmbH, Deutschland) erfasst werden konnte. Dieses Signal startet die Datenerfassung der Messkarte.

Ist das Pulver am Ende der Rampe angelangt, muss dies zur Bestimmung der Geschwindigkeit erfasst werden. Hierzu wurde ein selbstgebauter Infrarot-Streulichtsensor verwendet, der auf Basis einer IR-Leuchtdiode, einer IR-Diode und der optischen Einheit eines handelsüblichen Feuermelders konstruiert wurde. Denn erst durch die Verwendung einer solchen optimierten Optik, sind auch kleinere Pulvermengen am Ende der Rampe durch eine Streulichtmessung nachweisbar. Um auch möglichst geringes Streulicht nachweisen zu können, wurde die IR-Diode in Sperrrichtung betrieben und der durch Streulicht entstehende Photostrom über einem $100\text{ k}\Omega$ Widerstand als Spannung abgegriffen. Um die Spannungsmessung nicht durch die Verstärkung und die abschließende Digitalisierung zu verfälschen, wurde die Spannung durch einen zweifachen Operationsverstärker (LM 358, National Semiconductor, USA) entkoppelt (Betrieb als Spannungsfolger) und verstärkt (Betrieb als nicht-invertierender Verstärker). Das verbesserte Signal wurde über ein BNC Kabel auf einen analogen Eingang der Messkarte übertragen, wo die Spannung durch einen schnellen Analog-Digital-Wandler (AD-Wandler) in ein digitales Spannungssignal gewandelt werden konnte.

Die hier verwendete Messkarte basiert auf dem digitalen Signal-Prozessor (DSP) Sharc ADSP 21052 und kann dadurch als Mess-, Steuer- und Regelkarte eingesetzt werden. Sie weist dabei sehr hohe Verarbeitungsgeschwindigkeiten von analogen und digitalen 32-bit Messsignalen auf und kann über ein Basic-Programm (ADWin, Jäger GmbH, Deutschland) variabel programmiert werden. Zusätzlich verfügt sie über einen großen, sehr schnellen, 512kB großen Messdatenspeicher. Dadurch war es möglich, die Messkarte so zu programmieren, dass sie nach dem Öffnen des Shutters die am AD-Wandler anliegende Spannung digitalisiert und kontinuierlich in den Messdatenspeicher ablegt. Somit konnte die vom Streulicht abhängige Spannung nach dem Öffnen des Shutters zeitabhängig aufgezeichnet werden. Die Messdaten wurden dann über eine USB-Schnittstelle an einem Computer mit Hilfe eines selbstgeschriebenen Programms (LabView, National Instruments, Texas, USA) ausgelesen.

Am Computer war es möglich, durch den Start der Messung (Messdaten-Start) und den Anstieg der Spannung (Streulicht) die Zeitdauer zu bestimmen, die das Pulver zum Zurücklegen der Rampenlänge benötigt. Über die Kenntnis der Rampenlänge $L = (0,3107 \pm 0,0005)\text{ m}$ kann dann die mittlere Geschwindigkeit berechnet werden.

Um nun den Reibungskoeffizienten bestimmen zu können, wurde die Rampe so realisiert, dass ihr Neigungswinkel über ein Gewinde eingestellt werden konnte. Dieser Winkel wurde mit einem digitalen Neigungswinkel-Messgerät (pro360, SPI-Tronic, USA) eingestellt. Hierzu wurden definierte Winkel von $\alpha = 35^\circ$ bis 63° eingestellt. Für jeden Winkel wurden fünf Messungen durchgeführt. Die Spannungsmessdaten aller Messungen wurden anschließend über eine Regression ausgewertet und der Mittelwert über die fünf Messungen ermittelt.

Am Ende der Rampe wurde das Pulver in einem Messbecher gesammelt, so dass dessen Masse und Größenverteilung im Anschluss bestimmt werden konnte.

3.2.3 Aufnahme der Partikeltrajektorien

Um die hier eingeführten ersten Ansätze des neuen Partikelmodells und auch spätere Partikelmodelle überprüfen zu können, ist es von Interesse, die Partikeltrajektorien eines Aerosols auch experimentell beobachten zu können. Da diese Trajektorien aber auch stark von der Größe und Morphologie abhängen, müssen auch diese Faktoren für die einzelnen Partikel messbar gemacht werden. Hierzu wurde ein Versuch entwickelt, aufgebaut und Messungen durchgeführt, so dass erste Ergebnisse zu den Partikeltrajektorien bestimmt werden konnten. Im Folgenden werden die einzelnen Teile des Versuchsaufbaus besprochen:

- Die Bildaufnahme
- Versuchsaufbau und elektronische Steuerung
- Strömungsmechanischer Aufbau

3.2.3.1 Bildaufnahme

Um die Partikeltrajektorie in einem Aerosol aufnehmen und verstehen zu können, ist es zum einen wichtig die Position, die Geschwindigkeit und die Beschleunigung der Partikel zu verschiedenen Zeiten rekonstruieren zu können. Zum anderen ist es aber auch wichtig, Informationen über die Größe, die Morphologie und die Rotation der Partikel zu erhalten, da diese die Bewegung beeinflussen. Ist dabei die Position der Partikel \vec{x}_1, \vec{x}_2 zu zwei verschiedenen Zeitpunkten t_1, t_2 bekannt, so kann daraus bereits auf eine mittlere Geschwindigkeit \vec{v}_{m12} zum mittleren Zeitpunkt t_{12} geschlossen werden:

$$\vec{v}_{m12} = \frac{d\vec{x}}{dt} \rightarrow \frac{\Delta\vec{x}_{12}}{\Delta t_{12}} = \frac{\vec{x}_2 - \vec{x}_1}{t_2 - t_1} \quad (3.8)$$

$$t_{12} = 1/2(t_1 + t_2) \quad (3.9)$$

Die mittlere Beschleunigung \vec{a}_{m123} kann nur berechnet werden, wenn eine weitere mittlere Geschwindigkeit \vec{v}_{m23} ermittelbar ist (berechenbar über eine dritte Position \vec{x}_3 zur Zeit t_3):

$$\vec{a}_{m123} = \frac{d\vec{v}}{dt} \rightarrow \frac{\Delta\vec{v}_{123}}{\Delta t_{123}} = \frac{\vec{v}_{m23} - \vec{v}_{m12}}{t_{23} - t_{12}}$$

Die Position der Partikel kann durch eine Bildaufnahme festgehalten werden. Um dies auch für verschiedene Zeiten zu ermöglichen, gibt es verschiedene Methoden. Um hier den besten Ansatz zu finden, ist es notwendig, das kürzeste Zeitintervall abzuschätzen, mit dem die Positionen bestimmt werden sollen. Hierzu wurde zunächst die Annahme getroffen, dass die Partikel scharf abgebildet werden sollen, die einen Durchmesser $x_p = 1 \mu\text{m}$ haben. Die maximale Geschwindigkeit dieser Partikel ist durch die maximale Fluidströmung gegeben. Da das hier vorgestellte Partikelmodell Anwendung im Bereich der Inhalatoren-Entwicklung finden soll, ist es zur Abschätzung sinnvoll, eine Fluidgeschwindigkeit zu betrachten, wie sie in diesen Geräten entstehen kann. Diese maximale Geschwindigkeit wurde mit $v_{max} = 50 \text{ m s}^{-1}$ abgeschätzt, so dass sich das gesuchte Zeitintervall Δt ergibt über:

$$\Delta t = \frac{x_p}{v_{max}} = 2 \text{ ns}$$

Um einzelne Bilder in einem solch kleinen Zeitintervall aufnehmen zu können, bedarf es einer Kamera mit einer hohen Bildwiederholrate. Dies sind Hochgeschwindigkeitskameras, die ihre lichtempfindlichen Sensoren (die Pixel, CCD- oder CMOS-Sensoren, [Hain u. a. 2007]), sehr schnell auslesen und in digitale Bilddaten wandeln können. Bei diesen Kameras ist die Bildwiederholrate hauptsächlich von der Anzahl der Pixel abhängig, die für ein Bild ausgelesen werden. Um die Bildwiederholrate zu erhöhen, müssen weniger Pixel ausgelesen werden, wodurch sich aber die aufgenommene Bildfläche oder die Auflösung reduziert. Wie aber im Folgenden gezeigt wird, bedarf es für diese Experimente zur Bestimmung der Trajektorien einer hohen Auflösung bei einer großen Bildfläche.

In diesem Versuch nimmt die Kamera das Streulicht der Partikel auf, die durch eine Lichtquelle beschienen werden. Da die Partikel aber vermutlich nur sehr wenig Licht streuen, müssen die Kamera-Pixel eine hohe Lichtempfindlichkeit aufweisen. Diese Empfindlichkeit wird erhöht durch ein Vergrößern des Pixeldurchmessers, da dadurch die aktive Sensorfläche vergrößert wird und mehr Licht auf diese Fläche treffen kann. Zudem verringert sich durch eine größere Fläche auch der Einfluss des elektrischen Rauschens auf die Bildqualität. Jedoch vergrößert sich mit steigendem Pixeldurchmesser aufgrund der kapazitiven Eigenschaften auch die Auslesezeit der Bilder, was zu einer schlechteren Bildwiederholrate führt und die Bildauflösung reduziert.

Die zur Zeit der Veröffentlichung dieser Arbeit aktuellen, kommerziell erhältlichen Kameras erreichen bei einer maximalen Bildauflösung eine Bildwiederholrate von ungefähr 4×10^3 Bilder pro Sekunde (im Folgenden wird diese Größe als Bildfrequenz angegeben), was einem Zeitintervall von $\Delta t = 250 \mu\text{s}$ entspricht, so dass eine direkte Aufnahme der Partikelposition mit diesen Kameras unmöglich ist.

Da jedoch das Streulicht der Partikel beobachtet wird, müssen diese durch eine Lichtquelle angestrahlt werden. Hierdurch ergibt sich eine weitere Möglichkeit der Mehrfachbelichtung, bei der ein Bild über ein größeres Zeitintervall aufgenommen wird, während die Beleuchtung sich in kürzeren Intervallen an und ausschaltet (stroboskopische Beleuchtung). Da sich das Partikel in diesen kurzen Intervallen bewegt hat, streut es das Licht von unterschiedlichen Positionen in die Kamera. Dadurch ist auf dem resultierenden Bild das Streulicht von einem Partikel an mehreren Orten zu verschiedenen Zeiten sichtbar.

Bei dieser Methode der Mehrfachbelichtung ist es zur Bestimmung der Partikelposition entscheidend, dass sich die Belichtungen verschiedener Partikel nicht überlagern. Da aber in einem Aerosol, gerade im Bereich der Dispergierung von einer Pulverschüttung, sehr hohe Partikeldichten entstehen können, kann es schnell zu einer Überlagerung kommen. Dieser kann aber entgegen gewirkt werden, in dem die Anzahl der pro Bild mehrfach belichteten Partikel reduziert wird. Dies wird durch eine hohe Bildfrequenz und damit durch eine Kombination beider Ansätze der Bildaufnahme ermöglicht. Zudem ist es bei einer Mehrfachbelichtung der Bilder schwierig, die Bewegungsrichtung der Partikel entlang der bestimmten Positionen zu erfassen. Sind die Partikel sehr langsam, können von einer Partikeltrajektorie mehrere Bilder erzeugt werden. Aus dem Unterschied der Partikelpositionen zwischen den Bildern kann dann auf eine Richtung geschlossen werden. Sind die Partikel sehr schnell, so muss die Beleuchtungsstärke zwischen den Mehrfachbelichtungen so variiert werden, dass eine Richtungszuordnung möglich wird.

Daher wurde bei diesen Versuchen zur Auflösung der Partikeltrajektorien eine Highspeed-Kamera (di-max, pco AG, Deutschland) verwendet. Es handelt sich dabei um eine CMOS-Kamera mit 2016×2016 Pixel (Durchmesser $d_{Px} = 11 \mu\text{m}$) und einer Bildfrequenz von $1,279 \times 10^3$ Hz, die wegen der hohen Lichtempfindlichkeit (Quanten-Effizienz 50 % @ peak), dem geringem Rauschen ($23e^- \text{ rms @ } 62,5 \text{ MHz}$ (typisch)) und der guten Auflösung ($45,5 \text{ LP mm}^{-1}$ (theoretisch)) gewählt wurde. Um auch kleine Lichtunterschiede aufnehmen zu können, wird der monochrome Bildsensor über einen 12 bit AD-Wandler ausgelesen und auf einen internen flüchtigen Speicher abgelegt. Dieser wurde so groß gewählt, dass 3154 Bilder für jede Aufnahme abgespeichert werden konnten. Nach jeder Aufnahme wurden diese Bilder über eine Ethernet Verbindung (1 Gbit s^{-1}) auf einen Computer übertragen.

Zur stroboskopischen Mehrfachbelichtung muss dann eine Lichtquelle benutzt werden, die sehr kurze, aber helle Lichtpulse erzeugen kann. Solche Lichtpulse können nur von einem Laser erzeugt werden. Um dann nicht nur die Partikelgeschwindigkeit, sondern auch die Beschleunigung messen zu können, müssen mindestens drei Partikelpositionen zu verschiedenen Zeiten bestimmt und somit mindestens drei Lichtimpulse vom Lasersystem erzeugt werden. Da jedoch die meisten Lasersysteme, die zur Zeit der Veröffentlichung dieser Arbeit für solche Anwendungen verwendet wurden, durch eine Güteschaltung nur zwei kurze Pulse hintereinander erzeugen können, musste ein neues System verwendet werden, das die Lichtpulse durch ein neues Prinzip erzeugen kann. Hierzu wurde ein Laser (Pyroflex 2 Green, ESI-Pyrophotonics Inc., Kanada) verwendet, der auf Basis des Master Oscillator Power Amplifier (MOPA)-Prinzips arbeitet.

Bei diesem Prinzip besteht der Laser aus zwei Hauptkomponenten, einem Dauerstrich-Pumplaser (IR-Laser) mit geringer Lichtleistung und einem Lichtverstärker (Ytterbium-dotierte Faserverstärker (YDFA)), der das Pumplicht verstärkt. Diese Komponenten sind dabei so miteinander verbunden, wie es Abb. 3.5 zeigt. Durch diese Anordnung ist es für den Laser möglich, beliebige Lichtpulsformen emittieren zu können. Hierzu wird das Pumplicht über einen Zirkulator durch einen sehr schnellen Amplituden-Modulator hindurchgeschickt. Dieser arbeitet auf Basis des elektro-optischen Pockels-Effekt, der durch sehr geringe Spannung die Lichtphase sehr schnell variieren kann, und einem Mach-Zehnder-Interferometer, das diese Phasenmodulation in eine Amplitudenmodulation wandelt. Der Modulator wird durch einen sehr schnellen DA-Wandler angesteuert, der über einen externen Trigger (Wiederholraten-Trigger) ausgelöst wird. Dadurch ist es möglich, beliebige Pulse im ns-Bereich zu erzeugen. Anschließend soll das amplitudenmodellerte Licht verstärkt werden, ohne dessen Modulation zu beeinflussen. Hierzu werden 5 m lange YDFA-Verstärker eingesetzt, die über Laserdioden gepumpt werden. Anschließend wird das verstärkte Licht Wellenlängen selektiert an einem Faser Bragg Gitter reflektiert und bei einem zweiten Durchlauf durch den Verstärker weiter verstärkt. Bei dem zweiten Modulatordurchlauf kann die Lichtamplitude erneut moduliert werden. Dann verlässt das Lichtsignal über den Zirkulator und weitere Faserverstärker den Laser. Zusätzlich ist in das System ein optisch nichtlinearer Kristall eingesetzt, so dass durch eine Frequenzverdopplung des IR-Pumplasers grünes Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ emittiert wird.

Durch den hier vorgestellten zweifachen Durchlauf durch einen sehr schnellen optischen Amplitudenmodulator, ist es mit diesem Laser möglich, fünf Pulse hintereinander zu erzeugen. Deren Dauer und zeitliche Abstände zueinander können im Bereich von 2 ns bis 500 ns in Schritten von 1 ns eingestellt werden. Diese Pulse werden periodisch über einen externen Trigger mit einer Wiederholrate von 1 kHz bis 100 kHz erzeugt. Die Pulsenergie jedes Pulses kann definiert werden im Bereich von $0 \mu\text{J}$ bis $30 \mu\text{J}$, wobei das System die Laserenergien so regelt, dass die maximale mittlere Leistung von 10 W nicht überschritten werden kann. Die hier verwendete Wellenlänge des Lasers liegt in einem Bereich, in dem der CMOS-Kamerasensor die beste Quanteneffizienz aufweist.

Der Laser wurde vom Hersteller in der Schutzklasse 4 eingestuft, so dass beim Arbeiten am offenen Laserstrahl ein Augenschutz (Laserschutzbrille) verwendet werden musste. Zur Justage wurde eine Laser-

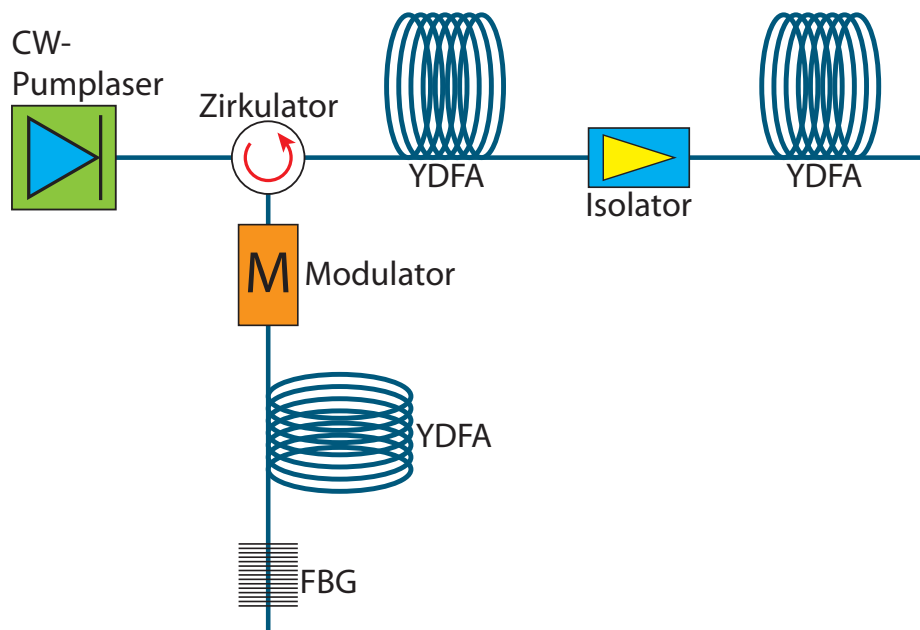


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips des verwendeten gepulsten Lasers auf Basis des MOPA-Prinzips (basierend auf [Murison u. a. 2008]). CW-Pumplaser: Dauerstrich-Diodenlaser, YDFA: Ytterbium dotierter Faserverstärker, FBG: Faser Bragg Gitter. Die Leistung der Dioden-Pumplaser wird in die Faserverstärker durch Multiplexer eingekoppelt. Dies wurde zur vereinfachten Darstellung nicht eingezeichnet.

detektionskarte (Laserdetektionskarte VIS, Edmund Optics, England) verwendet, die die Wellenlänge eines Bruchteils des Lichtes durch Fluoreszenz variiert und so sichtbar macht.

Da der Pixeldurchmesser der Hochgeschwindigkeitskamera größer ist, als die zu messenden Partikeldurchmesser, muss eine vergrößernde Optik verwendet werden. Diese Optik muss die große Gesamtfläche des CMOS-Sensors ($22 \text{ mm} \times 22 \text{ mm}$), die dem des Kleinbild-Formats entspricht, korrekt berücksichtigen, da es sonst zu einer Randabschattung kommt. Daher wurde ein für dieses Format ausgelegter Mikroskop-Tubus (InfiniTube-Special & TR Tube 2×Amplifier, Infinity Photo-Optical GmbH, Deutschland) verwendet, der eine Vergrößerung um den Faktor 2 erzeugt und sich modular um eine variable Irisblende (zur Verbesserung der Tiefenschärfe) und einen Filter erweitern ließ. Als Filter wurde ein schmalbandiger Interferenzfilter (Color Filters DT-Green, Qioptiq Group, Frankreich) verwendet, der nur das Laserlicht (532 nm) in die Kamera fallen lässt und dadurch das Kontrastverhältnis verbessert. Auf den Tubus, der über einen C-Mount-Anschluss mit der Kamera verbunden wurde, konnten über ein Adaptergewinde verschiedene Mikroskopoptiken angeschraubt werden. Da die Partikel im Experiment aufgrund der Strömung sich in einem abgeschlossenen Kanal bewegen, mussten die Objektive einen großen Arbeitsabstand (Abstand scharfes Objekt zum Objektiv) aufweisen. Diese Eigenschaft wird von den unendlich korrigierten Objektiven mit großem Arbeitsabstand ($2\times$, $5\times$, $10\times$ Mitutoyo Plan Apo Infinity-Corrected Long WD Objective, Mitutoyo Group, Japan) eingehalten. Zusammen mit dem Tubus waren so Vergrößerungen von $4\times$, $10\times$, $20\times$ möglich und das Blickfeld der Kamera verkleinert sich auf Kantenlänge von $5,54 \text{ mm}$, $2,22 \text{ mm}$ und $11,1 \text{ mm}$. Für die verwendete Optik kann über die numerische Apertur $0,055$ ($2\times$), $0,14$ ($5\times$) und $0,28$ ($10\times$) der Objektive die maximale Auflösung (kleinstes scharf darstellbare Objekt) berechnet werden auf $4,84 \mu\text{m}$ ($2\times$), $1,9 \mu\text{m}$ ($5\times$) und $0,97 \mu\text{m}$ ($10\times$).

Die Kamera und die Mikroskopoptik wurden auf einem motorisierten Lineartisch (Linearstage x.act LT 100-1 ST, Qioptiq Group, Frankreich) befestigt, mit dem die Kamera über sehr kleine Schrittweite präzise verfahren werden konnte, um die zu untersuchende Objektebene scharf stellen zu können. Die Fokussierung wurde per Hand mit einer elektrischen Steuerung (x.act Commander ST3, Qioptiq Group, Frankreich) vorgenommen.

3.2.3.2 Versuchsaufbau und elektronische Steuerung

Der gesamte Versuchsaufbau ist schematisch in Abb. 3.6 dargestellt.

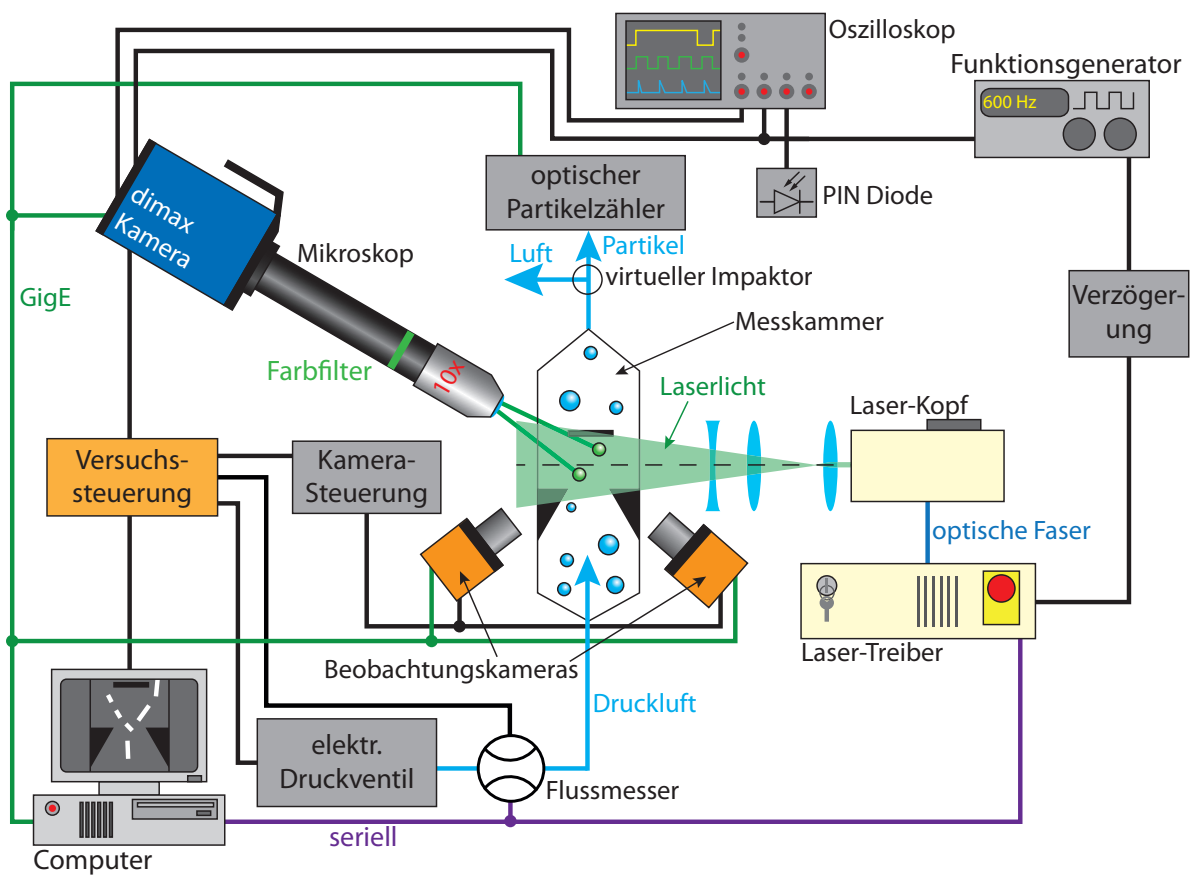


Abbildung 3.6: Schema des Versuchsaufbaus zur Vermessung der Partikeltrajektorien.

Um eine konstante und zeitlich sinnvolle Mehrfachbelichtung der Highspeed-Kamerabilder zu gewährleisten, ist es notwendig, deren Belichtung und die Laserpulse zeitlich aufeinander abzustimmen [Becker u. a. 2011]. Hierzu besteht die Möglichkeit, die Einzelbild-Belichtung über einen externen Funktionsgenerator zu triggern. Auch die Wiederholrate des Lasers kann über einen externen Trigger eingestellt werden. Hierzu kam ein einstellbarer Funktionsgenerator (8202 2 MHz-Funktionsgenerator, Voltcraft, Deutschland) zum Einsatz, der als Transistor-Transistor Logik (TTL)-Rechteckgenerator verwendet wurde. Diese Triggersignale wurden über ein Koaxialkabel an den Laser und die Kamera übertragen. Da jedoch die Kamera eine weitaus größere Zeit zum Verarbeiten des Triggersignals benötigt (Bildauslöseverzögerung $\Delta t_{\text{Trigger,Kamera}} = (2,07 \pm 0,06) \mu\text{s}$) als der Laser (Auslöseverzögerung $\Delta t_{\text{Trigger,Laser}} < 1 \mu\text{s}$), war es nötig, das Triggersignal des Lasers zeitlich zu verzögern. Hierzu kam eine selbstentwickelte Elektronik zum Einsatz, die mit Hilfe eines Mikrocontrollers (ECIO 28Pin, Matrix Multimedia, England) über eine serielle Schnittstelle einstellbare Zeitverzögerungen ermöglicht. Der Mikrocontroller wurde mit dem Programm Flowcode V4 (Matrix Multimedia, England) programmiert. Diese zusätzliche Zeitverzögerung wurde auf $\Delta t_{\text{Verzögerung}} = 3 \mu\text{s}$ gesetzt.

Um die Triggereinstellungen in regelmäßigen Abständen kontrollieren zu können, wurde ein Oszilloskop (TDS7104 1 GHz, Tektronix, USA) eingesetzt, das zum einen direkt mit dem Funktionsgenerator verbunden wurde. Zum anderen wurde ein Oszilloskopeingang an einen weiteren Ausgang der Highspeed-Kamera angeschlossen, an dem über ein TTL-Signal der Belichtungszustand der Kamera angezeigt wird. Um die zeitliche Abfolge der Peaks des Laserlichtes und deren zeitliche Verzögerung zur Kamerabelichtung überprüfen zu können, wurde eine positive intrinsische negative (pin)-Photodiode (Si-pin-Diode ET 2030, Electro-Optics Technology Inc., USA) eingesetzt, die in den Strahlengang eingebracht werden kann. Die Laserleistung wurde in regelmäßigen Abständen durch einen Laserleistungsmesskopf (Thermopile XLP12-3S-H2, Gentec Electro Optics Inc., Kanada) und einen Monitor zum Ablesen des Messwertes (Solo2, , Gentec Electro Optics Inc., Kanada) überprüft.

Der Laser besteht aus einer Treiber-Einheit und einem Laserkopf, die über das Glasfaserkabel (Faserverstärker) und ein mehrpoliges Steuerkabel miteinander verbunden sind. Dadurch konnte der kleine, passiv gekühlte Laserkopf platzsparend in den mechanischen Aufbau integriert werden, während der große aktiv gekühlte Lasertreiber getrennt vom Aufbau aufgestellt werden konnte, so dass die Vibration der Kühlung keinen Einfluss auf das Gesamtsystem hatte. Der Laser wurde über eine serielle Verbindung mit dem Steuer-Computer verbunden. Zur Steuerung und Festlegung der variablen Laserpulse wurde ein Programm (LabView, National Instruments, Texas, USA) geschrieben. Die Hochgeschwindigkeitskamera wurde über den bereits beschriebenen Netzwerkanschluss über das Programm CamWare des Herstellers am gleichen Computer betrieben.

Die Beleuchtung der Partikel wurde bei dieser Versuchsanordnung so gewählt, dass die Kamera das Streulicht der Partikel aufnimmt. Hierzu wurden der Laserstrahl und die Mikroskoptoptik senkrecht zueinander ausgerichtet. Dies ist zwar im Rahmen der Partikel-Streutheorie keine optimale Ausrichtung zum Messen des Streulichtes, jedoch ermöglicht diese Wahl einen einfacheren optischen Aufbau, in dem die Scheinpflug'sche Regel nicht beachtet werden muss und somit keine Bildverzerrungen entstehen können. Außerdem kann unter diesem Winkel im Allgemeinen damit gerechnet werden, dass weniger störendes Streulicht von den im Messbereich eingebauten Objekten in die Kamera-Optik einfällt. Hierdurch verbessert sich das Kontrastverhältnis der aufgenommenen Partikel. Der gesamte Aufbau wurde zur Realisierung dieser Belichtung in einem Würfel aus optischen Profilen (X95 Profilsystem, Qioptiq Group, Frankreich) aufgebaut.

Der hier verwendete Laser erzeugt durch den Faserverstärker einen sehr dünnen Laserstrahl hoher Güte ($M^2 < 1,2$). Da dieser Strahl aber nur Partikel an einem einzelnen Ort beleuchten kann, muss der Strahl zu einer Ebene aufgefächert werden. Dabei hat sich bei ersten Versuchen gezeigt, dass diese Lichtebeine über den gesamten Messbereich möglichst dünn und gut fokussiert sein muss, da sich dadurch störende Streustrahlung verhindern lässt. Um dies zu erreichen, wurden verschiedene Linsensysteme ausprobiert und optimiert. Das gewählte System ist in Abb. 3.7 zu sehen und benutzt als Hauptkomponente zur Erzeugung der Lichtebeine eine zylindrische konvexe Linse, die in einer Ebene das divergente Licht wieder konvergieren lässt, aber in der anderen Ebene keinen Einfluss hat. Dadurch entsteht eine sehr dünne Lichtebeine. Die optischen Komponenten wurden mit Hilfe eines Trägersystems (Mikrobank, Qioptiq Group, Frankreich) aufgebaut und am Laserausgang befestigt. Die zylindrische Linse wurde zum Fokussieren der Laser-Ebene entlang der Bank verschoben.

Für die Untersuchung der Partikeltrajektorien eines Aerosols ist es zudem notwendig, die Strömung der Luft und somit auch die Strömungsgeschwindigkeit zeitlich regulieren zu können. Dabei hat sich bei ers-

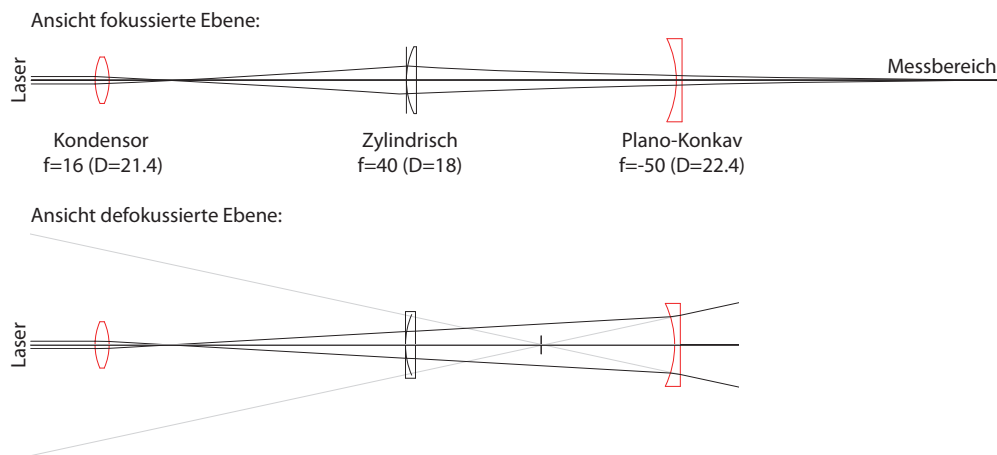


Abbildung 3.7: Optischer Aufbau zur Erzeugung des aufgefächerten Laserstrahls. Das obere Bild zeigt eine Ansicht der Ebene, in der das Laserlicht fokussiert wird. Das untere Bild zeigt die dazu senkrechte Ansicht, in der der Laserstrahl aufgefächert wird. Der gezeigte einfallende Laserstrahl wurde hier zum besseren Verständnis des Aufbaus größer gewählt, als er vom Laser erzeugt wurde.

ten Vorversuchen gezeigt, dass gerade bei dem Dispersionsverhalten von Partikeln aus einer Schüttung eine Abhängigkeit von der zeitlichen Änderung der Strömungsgeschwindigkeit festgestellt werden konnte. Um dieses Verhalten überprüfen zu können, musste auch die Änderung der Strömungsgeschwindigkeit regulierbar sein. Zur Lösung dieses Problem wurde ein elektrisches Druckventil (MPPE-3-1/8-6-010 6bar, Festo AG, Deutschland) verwendet, dessen Ausgangsdruck über eine analoge Spannung einstellbar ist. Dabei verwendet das Ventil einen internen Druckmesser zur genauen Druckregulierung. Die analoge Spannung zur Regulierung wird von einem DA-Wandler in einer Versuchssteuerung erzeugt und über ein Koaxialkabel an das Druckventil zur Steuerung übergeben. Außerdem kann der vom internen Druckmesser bestimmte Druck über ein analoges Signal abgelesen werden. Dieses Signal wurde an die Versuchssteuerung angeschlossen, wo es von einem AD-Wandler digitalisiert und in einem flüchtigen Speicher zur späteren Verarbeitung im Computer abgespeichert wird. Das Druckventil wurde über einen Schlauch mit der hausinternen Druckluftleitung verbunden.

Zur Versuchssteuerung wurde eine Mess- und Regelkarte (ADwin-light-16, Jäger GmbH, Deutschland) eingesetzt, die über eine USB-Verbindung mit dem Computer verbunden war. Zur Steuerung der Karte wurden verschiedene ADBasic-Programme geschrieben, die die zeitliche Änderung der Spannung am Ventil steuern und alle analogen Messungen speichern sollten. Die Messkarte wurde so programmiert und angeschlossen, dass sie den kompletten Versuchsaufbau steuern kann. Hierzu muss sie auch die Aufnahme der Hochgeschwindigkeitskamera in Abhängigkeit der sich ändernden Strömungsgeschwindigkeit starten oder stoppen. Daher wurde der Versuchstrigger der Kamera mit einem digitalen Ausgang der Messkarte verbunden. Alle für diesen Versuch notwendigen Anschlüsse der Messkarte sind in der Abb. 3.8 dargestellt.

Um die sich ändernde Strömungsgeschwindigkeit auch in zeitlicher Abhängigkeit bestimmen zu können, wurde in den Verlauf der Luftströmung (näheres dazu im folgenden Kapitel) ein Strömungsmessgerät (4000 Series, Modell 4040, TSI Inc., USA) eingesetzt, das die aktuell gemessene Strömungsgeschwindigkeit in ein analoges Signal wandelt. Dieses Signal wurde auch an einen AD-Wandler der Messkarte geführt, die den zeitlichen Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit in einen weiteren Speicherbereich ablegt. Um die Umrechnung dieses analogen Signals überprüfen zu können, wurde zudem das Strömungsmessgerät über eine serielle Verbindung mit dem Computer verbunden. Über diese Verbindung konnte bei Erreichen einer zeitlich konstanten Strömung eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit ausgelesen werden. Anschließend gelangt die Druckluft über einige strömungsmechanisch relevante Aufbauten (siehe nächstes Kap.) in die Messkammer, wo die Partikelbewegung aufgenommen wird.

Am Ende der Messkammer werden die Partikel durch einen virtuellen Impaktor aus der Hauptströmung gefiltert, der im folgenden Kapitel näher erläutert wird, und dann zu einem optischen Partikelzähler (Palas Welas 2000, Palas GmbH, Deutschland) transportiert. Dieser kann über einen Streulichtsensor zeitabhängig die Partikelanzahl und deren Äquivalenzdurchmesser x_P bestimmen, so dass zeitlich abhängige Partikelgrößenverteilungen gemessen werden können. Um dabei Messfehler auszuschließen, verwendet dieses Mess-

gerät eine spezielle T-Blende bei der Streulichtmessung und eine fest definierte Partikelgeschwindigkeit. Um diese konstante Geschwindigkeit trotz der sich ändernden Volumenströmung gewährleisten zu können, wurde der virtuelle Impaktor verwendet, durch den es möglich wird, die Strömung im Windkanal und im Messgerät voneinander zu entkoppeln. Um die Fluidströmung im Partikelzähler konstant halten zu können, konnte dann aber nicht die im Partikelzähler eingebaute Pumpe verwendet werden, da sie keine konstante Strömung im Messgerät erzeugen konnte. Stattdessen wurde hier eine zusätzliche Membran-Vakuumpumpe (Membran Vakuumpumpe MD8, Vacuubrand GmbH & Co. KG, Deutschland) verwendet, die über ein Drosselventil und ein weiteres Volumenstrommessgerät (4000 Series, Modell 4040, TSI Inc., USA) zur Einstellung der Strömungsgeschwindigkeit mit dem Partikelzähler verbunden wurde.

Zudem reduziert die verwendete Blende den aktiven Zählbereich. Dadurch registriert der Partikelzähler nur einen Bruchteil der Partikel, die tatsächlich in das Messgerät eintreten. Zum einen bedeutet dies natürlich einen Verlust an Information über die nicht registrierten Partikel. Zum anderen kann der optische Zähler nur eine bestimmte Anzahl an Partikeln pro Zeit verarbeiten, was an der Auswertungs Elektronik liegt. Zudem besteht die Problematik, dass der Zähler bei der Auswertung der Messdaten davon ausgehen muss, dass sich zu jeder Zeit nur ein Partikel im Messbereich aufhält. Sind es mehr Partikel erhöht sich deren Streulicht, das aber von der Elektronik als ein Partikel und somit als zu groß interpretiert wird.

Bei ersten Vorversuchen zur Dispersion der Pulverschüttung hat sich zudem gezeigt, dass es sinnvoll sein kann, ebenfalls den gesamten Kanal aus verschiedenen Blickrichtungen während eines Versuches zu beobachten. Hierzu wurden zwei monochrome Kameras (EO-1312M 1/2" Mono Gige Kamera, 1280 × 1024 Pixel, Edmund Optics, England) verwendet, die über zwei Objektive (Fujinon 1/1,4/25 mm, Fujifilm Holdings Corporation, Japan) den Messkanal betrachten. Da das sehr helle Laserlicht deren Kamerabild so stark gestört hat, dass keine gut belichtete Aufnahme möglich war, wurde ein schmalbandiger Interferenz-Filter (Color Filter DT-Magenta, Qioptiq Group, Frankreich) vor die Objektive angebracht. Um eine gleichzeitige Bildaufnahme beider Kamera gewährleisten zu können, wurden beide Kamerabilder über eine selbstentwickelte Kamerasteuerung (Mikrokontroller ECIO 28Pin, Matrix Multimedia, England) getriggert. Der Trigger wurde dabei so realisiert, dass er über ein Interrupt durch die Versuchssteuerung an- und ausgeschaltet werden konnte, wodurch die Bildaufnahme starten und stoppen kann. Dazu wurde das Interrupt mit einem digitalen Ausgang der Messkarte verbunden. Da beide Kameras keinen internen Speicher besitzen, mussten die Bilddaten direkt an zwei zusätzliche Computer übertragen werden. So war es möglich, eine Bildfrequenz von 24 Hz zu erreichen. Da das Umgebungslicht zur Belichtung dieser Kameras nicht ausgereicht hat, wurde zusätzlich eine 3 Watt-Weißlicht-Leuchtdiode mit Reflektor seitlich zur Hochgeschwindigkeitskamera angebracht, so dass das Licht die Aufnahme aller Kameras nicht störte. Die Diode wurde über einen selbstgebauten, regulierbaren Diodentreiber angesteuert.

3.2.3.3 Strömungsmechanischer Aufbau

Um zunächst die Strömungsgeschwindigkeit zeitabhängig steuern zu können, wurde ein elektrisch gesteuertes Druckventil verwendet, das in Abhängigkeit einer definierten Spannung (Soll-Wert) einen bestimmten Luftdruck am Ventilausgang einstellt (siehe Abb. 3.8). Hierzu benutzt es eine eigene Regelschleife, die den herrschenden Druck am Druckluftausgang misst und in eine elektrische Spannung (Ist-Wert) wandelt. Dieser Ist-Wert wird dann über eine Differenzbildung mit dem Soll-Wert verglichen. Das eigentliche Druckventil wird dann so lange verstellt, bis die Differenz beider Spannungen null ist. Über einen Schalldämpfer kann das Ventil bei geschlossenem Ausgang einen zu hohen Druck abblasen. Der Spannungswert (Ist-Wert) des Druckmessers wurde über ein weiteres Koaxialkabel zur Messkarte geführt.

Da dieses Ventil nur den Druck, aber nicht die Strömungsgeschwindigkeit regelt, ist es notwendig, die Luft unter diesem Druck durch einen kleinen, fest definierten Querschnitt strömen zu lassen. Sind danach alle weiteren Strömungsquerschnitte größer, kann über die Bernoulli-Gleichung von einem geregelten Druck auf eine geregelte Strömung geschlossen werden. Diese Verengung des Querschnitts wurde in diesem Versuch durch ein einstellbares Drosselventil erzeugt.

Da das Druckventil durch den 16 bit DA-Wandler der Messkarte angesteuert wird, kann der Druck und somit auch die Strömung nur mit einer begrenzten Schrittweite eingestellt werden. Da sowohl Messungen mit hohen als auch niedrigeren Strömungsgeschwindigkeiten möglich sein sollten, kann diese Schrittweite für niedrige Strömungsgeschwindigkeit relativ groß sein, so dass im zeitlichen Verlauf diskrete Schritte erkennbar sind. Daher wurden zwei Drosselventile für die unterschiedlichen Strömungsbereiche verwendet. Um zwischen den beiden Drosselventilen umschalten zu können, wurden verschiedene Wegeventile verwendet.

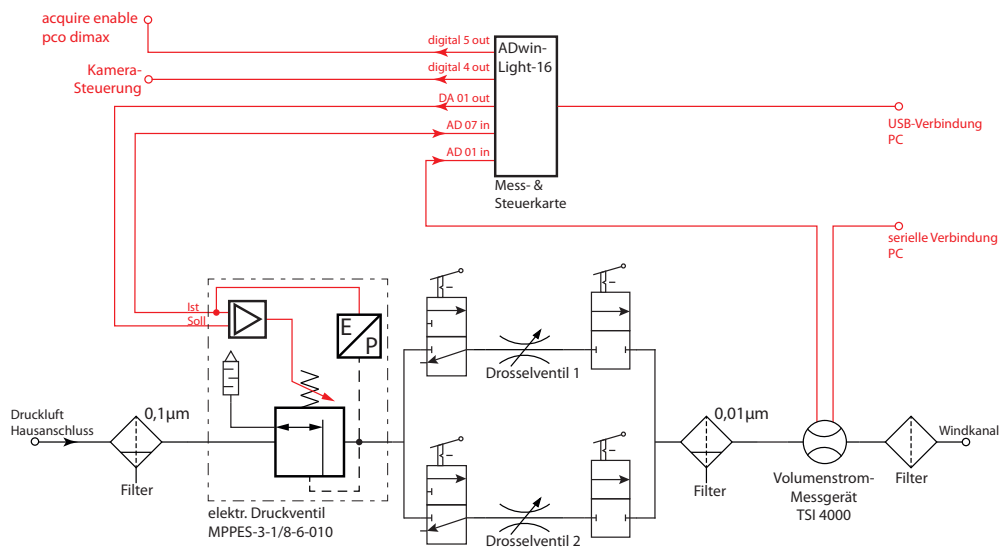


Abbildung 3.8: Schaltplan der wichtigsten Komponenten für den Versuchsaufbau. Die elektrischen Verbindungen wurden als rote Linien eingezeichnet. Schwarze Verbindungen stehen für Druckluftverbindungen.

Vor Beginn der Messungen wurden für beide Ventile der lineare Zusammenhang zwischen dem an der Messkarte eingestellten binären Spannungswert und der Strömungsgeschwindigkeit bestimmt. Hierzu wurde ein spezielles ADwin-Basic-Programm für die Messkarte geschrieben, das den binären Wert langsam schrittweise erhöht und dabei den Spannungswert des Volumenstrommessgeräts abspeichert. Die Einstellung der beiden Drosselventile und der gefundene lineare Zusammenhang wurden täglich an drei beispielhaften Druckeinstellungen kontrolliert. Die Kalibrierungs- und Überprüfungsergebnisse des Windkanals werden in Kap. A.2 statistisch analysiert und diskutiert.

Um Störungen durch Partikel oder Flüssigkeitstropfen aus dem Druckluftanschluss zu vermeiden, wurden verschiedene Filter (Festo AG, Deutschland) mit Flüssigkeitsabscheider in das System eingebaut. Die kleinste Filtertrenngröße ($x > 1 \mu\text{m}$) wurde vor dem Volumenstrommessgerät eingesetzt. Ein weiterer Filter vor dem Windkanal sollte Luftverunreinigungen aus den Schlauchverbindungen verhindern.

Um die wichtigsten Parameter der Druckluft auf größere Schwankungen überprüfen zu können, wurde in regelmäßigen Abständen die Luftfeuchte und Temperatur über einen Hygrometer (HydroPalm 2, rotronic AG, Schweiz) bestimmt. Das Volumenstrommessgerät wurde zusätzlich noch über eine serielle Verbindung mit dem Versuchscomputer verbunden.

Nach dem letzten Filter im Druckluftsystem, muss die Druckluft so strömungsmechanisch aufbereitet werden, dass Messungen möglich sind. Die Messungen selbst finden in einer Messkammer mit quadratischer Querschnittsfläche ($24 \text{ mm} \times 24 \text{ mm}$) statt, so dass eine unverzerrte Beobachtung der Partikeltrajektorien möglich ist. Da in der Messkammer ein Überdruck herrscht, müssen alle Komponenten gut abgedichtet sein. Da allerdings das Laserlicht in die Kammer ungehindert einfallen und das Streulicht der Partikel diese wieder verlassen muss, wurde die Kammer so realisiert, dass sie durch drei optisch vergütete Fenster (2 mm Floatglas mit ARC-Entspiegelung, Präzisions Glas & Optik GmbH, Deutschland) abgeschlossen wird. Die Fenster wurden mit einem sehr niedrig viskosen Glaskleber (UV-Klebstoff Verifix® B 665-0, Bohle Gruppe, Deutschland) und Klebeschablonen verklebt. Die Unterseite der Messkammer bildet eine Aluminiumplatte, in die Einbuchtungen angebracht wurden, so dass sie mit den geklebten Fenstern eine quadratische Grundfläche bildeten. Zur Abdichtung von Platte und Fenster wurde eine schnellhärtende Zwei-Komponenten-Dichtung (RepliSet F1, Struers GmbH, Deutschland) verwendet, so dass die Messkammer ohne ein Zerstören der Fenster relativ schnell geöffnet und verschlossen werden konnte.

Da die Luft durch den Messkammer-Bereich im Allgemeinen für eine sinnvolle Messung der Partikeltrajektorien möglichst laminar und ohne Turbulenzen fließen soll, muss die Druckluft dafür aufbereitet werden. Hierzu wurden Komponenten aus dem Bereich der Windkanal-Entwicklung zurückgegriffen, wie Abb. 3.9 zeigt.

Zunächst ist es notwendig, die aus der Zuleitung kommende schnelle Druckluft zu verzögern, da bei einer langsamen Luftströmung die Laminarität leichter aufgebaut wird. Allerdings erhöht sich dadurch der stati-

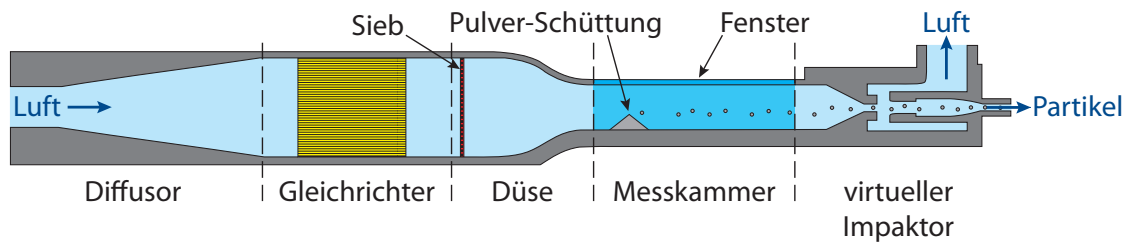


Abbildung 3.9: Schnittbild des strömungsmechanischen Aufbaus zur Aufbereitung der Druckluft, der Messkammer und des virtuellen Impaktors zur Abtrennung des Partikelstroms von der Hauptströmung.

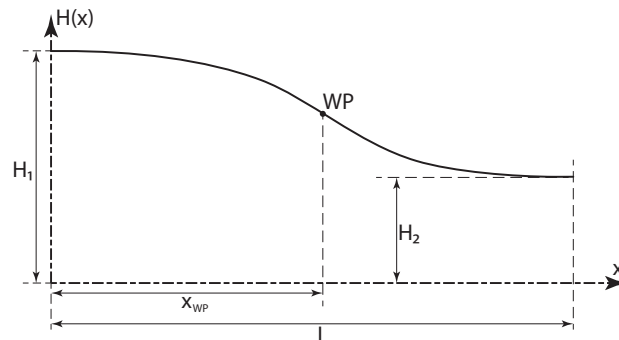


Abbildung 3.10: Verwendete Geometrie zur Konstruktion des Düsenbauelements.

sche Luftdruck im System, weshalb alle Komponenten gut abgedichtet sein müssen. Zur Reduzierung der Strömungsgeschwindigkeit wurde hier ein einfacher Diffusor verwendet, dessen quadratische Querschnittsfläche ($H_1 \times B_1 = 52 \text{ mm} \times 52 \text{ mm}$) beträgt. Der Öffnungswinkel der Entschleunigungszone wurde auf 8° ausgelegt, so dass es zu keiner Dissipation durch das Ablösen der Luftströmung von der Wand kommen kann. Dies würde dann zu starken Verwirbelungen in den Übergangsgebieten zu den Toträumen führen. Zusätzlich wurde hinter dem Diffusor ein Abstand zum nächsten Einbau eingehalten von $L \approx \frac{1}{3}H_1 = 17,3 \text{ mm}$, was nach [Kümmel 2007 S.286 ff.] zu einem gesteigerten Druckaufbau und besseren laminaren Eigenschaften führt.

Anschließend fließt die verlangsamte Luft durch einen Gleichrichter. Dieser dient primär zur Auslöschung der Drallströmung (Drehbewegung der Luft um die Stromfadenachse) und besteht aus einer Kreiswabenstruktur, die durch handelsübliche Strohhalme realisiert wurde. Die Strohhalme haben einen Innendurchmesser von $(3 \pm 0,1) \text{ mm}$, so dass die Gleichrichterbedingung für die Durchmesser der kreisförmigen Waben $D_{Wabe} \leq 0,2 \cdot D_1$ erfüllt ist. Die Waben wurden auf eine Länge von $(60 \pm 0,25) \text{ mm}$ zugeschnitten (Gleichrichterbedingung $L \geq 20 \cdot D_{Wabe}$ nach [Kümmel 2007 S.286 ff.]). Die Strohhalme wurden anschließend miteinander so verklebt, dass sie sich im Windkanal fest einklemmen ließen.

Nach dem Gleichrichter folgte eine Siebstruktur, die Ungleichförmigkeiten im Strömungsprofil abbauen sollte. Dabei wird ausgenutzt, dass an Stellen mit höherer Luftgeschwindigkeit der Energieverlust im Sieb größer ist, als bei mittleren und niedrigen Geschwindigkeiten. Dadurch wandelt sich an diesen Stellen mehr kinetische Energie in Dissipationsenergie um und es kommt zu einem Ausgleich der Geschwindigkeitsschwankungen.

Um die verlangsamte Luftströmung auf die gewünschte Geschwindigkeit im Windkanal zu beschleunigen, bedarf es eines Bauelements, welches den Strömungsquerschnitt verringert und dabei keine Strömungsstörungen hervorruft. Solche Bauelemente sind Düsen, die bei der Wahl spezieller Querschnittsänderung sogar Strömungsungleichförmigkeiten reduzieren und raumsparend realisiert werden können. Eine solche Düsenform, wie sie in Abb. 3.10 gezeigt ist, wurde von [Morel 1975/06; Mehta und Bradshaw 1979; Bradshaw und Pankhurst 1964] vorgestellt. Da die hier berechnete Düse einen quadratischen Querschnitt hat, muss bei allen Berechnung auf den äquivalenten Durchmesser eines Kreises mit gleicher Fläche zurück gerechnet werden. Die Flächen A_1 , A_2 am Düsenein- und -auslass sind durch die Querschnitte festlegt:

$$A_1 = H_1 \cdot B_1 = H_1^2 \text{ und } A_2 = H_2 \cdot B_2 = H_2^2$$

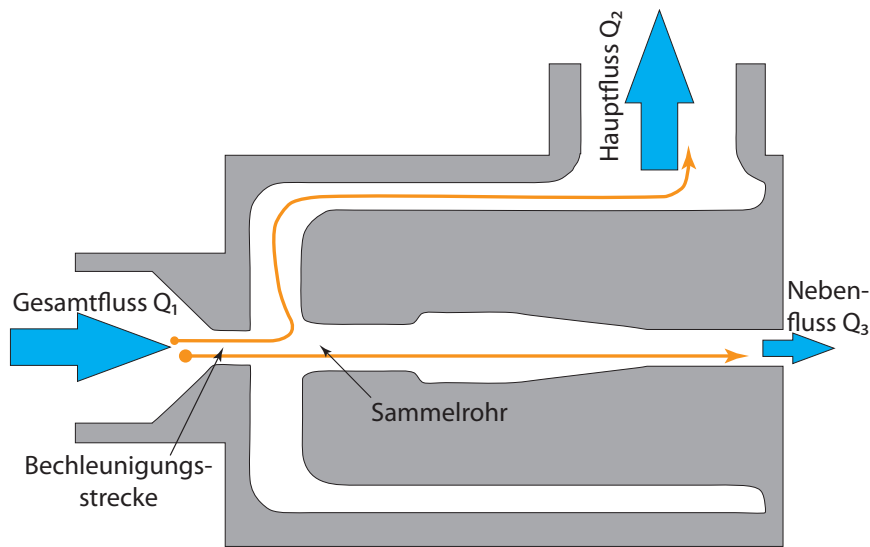


Abbildung 3.11: Schematisches Diagramm der Funktionsweise eines virtuellen Impaktors. Der Gesamtfluss Q_1 teilt sich auf in den Haupt- Q_2 und den Nebenfluss Q_3 . Der Impaktor trennt Partikel unterschiedlicher Größe voneinander ab. Partikel, die größer als die Trenngröße des Impaktors sind, folgen der Nebenströmung in das Sammelrohr.

Hieraus muss die bezogene Düsenlänge gewählt werden, die immer einen Kompromiss zwischen Düsenlänge und Strömungsqualität darstellt. Diese wurde gewählt auf:

$$\frac{L}{2\sqrt{\frac{A_1}{\pi}}} = 1$$

Dann wurde der Gleichförmigkeitsgrad gewählt, der ein Parameter für die Qualität der Gleichförmigkeit der austretenden Luft ist. Der Parameter wurde auf den idealen Wert von 0,014 gesetzt. Aus diesen Informationen kann dann über das vereinfachte Diagramm nach [Kümmel 2007 S.289] die Position des Wendepunktes x_{WP} bestimmt werden. Damit kann nun der Konturverlauf der Düse berechnet werden:

$$\frac{H(x) - H_2}{H_1 - H_2} = \begin{cases} 1 - \frac{1}{X^2} \left(\frac{x}{L}\right)^3 & \text{wenn } \frac{x}{L} \leq X \\ \frac{1}{(1-X)^2} \left(1 - \frac{x}{L}\right)^3 & \text{wenn } \frac{x}{L} > X \end{cases} \quad \text{mit: } X = \frac{x_{WP}}{L}$$

Diese Funktion wurde in einem Konstruktionsprogramm (SolidWorks 2009, Dassault Systemes SolidWorks Corp., USA) als Macro implementiert, so dass dieses eine glatte Bezierkurve mit 200 Punkten entlang der beschriebenen Funktion erzeugen konnte. Daraus wurde dann die dreidimensionale Düse ausgeformt, so dass zwischen Siebstruktur und Düse ein Vorlauf von $0,2 \cdot H_1$ blieb. Außerdem wurde nach der Düse eine Länge von $0,3 \cdot D_2$ Abstand zur eigentlichen Messkammer gehalten, da sich dadurch der Ungleichförmigkeitsgrad um weitere $1/10$ reduzieren lässt.

Nach der Messkammer sollte die Summe aller in der Messkammer entstandenen Partikel noch zeitabhängig untersucht werden. Dazu wurde, wie bereits zuvor beschrieben, ein optischer Partikelzähler eingesetzt. Da dieser aber die Partikel nur mit einer konstanten, fest definierten Geschwindigkeit auswerten kann, musste eine geringere Nebenströmung von der Hauptströmung abgetrennt werden, die die Partikel zum Partikelzähler transportiert. Der Partikelzähler benötigt dabei eine Strömung von $Q_3 = 5 \text{ l min}^{-1}$. Um diese Strömung mit den Partikeln abtrennen zu können, wurden verschiedenste Strömungsgeometrien auf ihre Tauglichkeit überprüft. Dabei hat sich gezeigt, dass der Aufbau eines virtuellen Impaktors die besten Ergebnisse zeigt [Becker u. a. 2011]. Dieser ermöglicht eine Trennung der Partikel aus der Hauptströmung durch die Massenträgheit der Partikel und basiert auf dem Prinzip eines Prallplattenimpaktors. Bei diesem Impaktor werden die luftgetragenen Partikel mit der Strömung durch eine Düse (Beschleunigungsstrecke) beschleunigt. Nach dem Verlassen der Düse prallt die Strömung auf eine Platte, die Prallplatte genannt wird, und umströmt diese. Aufgrund der Trägheit der Partikel können diese der Strömung ab einer bestimmten

Masse aber nicht folgen und impaktieren auf der Platte. Bei einem virtuellen Impaktor befindet sich an der Stelle der Impaktionsplatte ein weiteres Rohr (Sammelrohr), durch das die Partikel mit einer sehr viel geringeren Luftströmung abgesaugt werden, wie es Abb. 3.11 zeigt. Da die gekrümmte Bahn der Partikel von deren Trägheit (also der Partikelmasse) und von der wirkenden Kraft der Strömung abhängt, fliegen nur Partikel mit einer bestimmten Größe mit der Nebenluft durch das Sammelrohr. Diese kritische Größe x_{I50} wird als Trenngröße des Impaktors bezeichnet und beschreibt den Punkt, bei der der Impaktor eine Partikel-Sammeleffizienz von 50 % aufweist. Für einen virtuellen Impaktor mit runder Düsengeometrie kann diese Trenngröße nach [Hinds 1999] angegeben werden durch:

$$x_{I50} \sqrt{C_C} = \left(\frac{9\pi\eta D_j^3 (Stk_{50})}{4\rho_P Q_1} \right)^{1/2} \quad (3.10)$$

mit Q_1 der Volumenströmung durch die runde Düse, die den Durchmesser D_j hat. Der Wert $Stk_{50} \approx 0,48$ ist die Stokes-Zahl des virtuellen Impaktors mit einer runden Düse bei der Sammeleffizienz von 50 %. Zudem wurde hier der Cunningham-Korrekturfaktor eingeführt, der definiert ist über die freie Weglänge λ und den Durchmesser der Partikel x . Dieser kann über den Absolutdruck p_a stromabwärts der Düse noch vereinfacht werden zu:

$$C_C = 1 + \frac{2,52\lambda}{x} = 1 + \frac{1}{p_a x} (15,6 + 7 \exp(-0,059 p_a x))$$

Da der gesamte Aufbau bei sehr unterschiedlichen Flussraten betrieben und Partikel mit unterschiedlichen Partikeldichten vermessen werden sollten, ist eine feste Angabe der Trenngröße des entwickelten Impaktors nicht möglich. Zur Konstruktion des Impaktors wurde die Trenngröße für Glaspartikel ($\rho_P = 2,5 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$) bei einer Strömung von $Q = 150 \text{ l min}^{-1}$ abgeschätzt auf $x_{I50} \approx 1 \mu\text{m}$. Hierzu wird ein Jetdurchmesser von $D_j = 5 \text{ mm}$ benötigt.

Mit Hilfe dieser Information wurde ein virtueller Impaktor nach [Loo und Cork 1988; Marple und Chien 1980] entwickelt. Der so ausgelegte Impaktor sollte durch seine Geometrie ein möglichst effizientes Sammeln der Partikel ohne größere Partikelverluste aufzeigen, weshalb das Sammelrohr zunächst dünnwandig ausgelegt wurde. Bei ersten Versuchen mit diesem Impaktor hat sich dann aber gezeigt, dass es an dieser Stelle zu einem Strömungsabriss kommt, der eine akustische Schwingung des gesamten Systems erzeugt. Dies wiederum äußerte sich in einem fehlerhaften Verhalten der Partikel. Daher wurde die Wand dicker ausgestaltet und der gesamte Impaktor weiterhin so optimiert, dass keine weitere Schwingung mehr akustisch wahrgenommen wurde. Um die wahre Trenngröße des optimierten Impaktors in Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeiten bestimmen zu können, wurde diese durch einen kommerziellen CFD-Löser (Ansys Fluent 13, Ansys Inc., USA) und des dort implementierten Diskrete Phasen Modell (DPM) berechnet. Die Ergebnisse dieser Betrachtung werden in Kap. A.4 diskutiert.

Alle genannten Komponenten wurden nach der Erstellung im Konstruktionsprogramm auf einem dreidimensionalen Drucker ausgedruckt. Anschließend wurden die Bauelemente gereinigt und mit Schleifpapier an den strömungsführenden Bereichen poliert. Da die so hergestellten Komponenten über sehr kleine Poren nicht gegen einen Überdruck abgedichtet sind, wurden sie mit einer dafür vorgesehenen Versiegelung mehrfach ausgegossen. Nach dem Trocknen wurden alle Bauteile gegeneinander abgedichtet zusammengebaut und auf einer Grundplatte befestigt.

3.2.3.4 Messdaten-Aufnahme und -Weiterverarbeitung

Die Messkarte und damit auch der gesamte Versuchsaufbau wurde über ein Programm (LabView, National Instruments, Texas, USA) gesteuert, indem auch der gewünschte Luftströmungsverlauf definiert werden konnte. Vor jedem Start einer Messung werden diese Einstellungen auf die Messkarte und das richtige Programm für die Messkarte übertragen. Da das Steuerprogramm des optischen Partikelzählers nicht durch externe Programme oder durch die Messkarte gestartet oder beendet werden kann, wurde das Programm der Messkarte mit Beginn der Messungen des optischen Partikelzählers gestartet. Dazu wurde das Messprogramm so realisiert, dass es auf die Entstehung der Ergebnisdatei des Partikelzählers wartet und dann durch Ändern einer internen Variable in der Messkarte, die dort installierten Programme ablaufen. Dies ist der Startzeitpunkt der eigentlichen Messung. Anschließend variiert die Messkarte die Spannung am DA-Wandler, die die Volumenströmung im Windkanal über das Druckventil regelt, entsprechend dem verwendeten ADBasic-Programm und den Einstellungen im Programm (LabView, National Instruments, Texas, USA).

Die Hochgeschwindigkeitskamera wurde so eingestellt, dass sie ihren internen Speicher wie ein Ringregister verwendet. Hierdurch konnte sie kontinuierlich Bilder aufnehmen und in ihrem Speicher ablegen. Ist dieser gefüllt, verwirft die Kamera den Speicher, der mit den ältesten Bilddaten besetzt ist und schreibt das neue Bild hinein. Dadurch entsteht eine endlose Aufnahme-Schleife. Durch das Auslösen des Triggersignals an der Kamera stoppt die Aufnahme, wodurch die zuletzt aufgenommenen 3154 Bilder im Speicher verbleiben. Der Zeitpunkt, zu dem die Messkarte das Triggersignal erzeugt, kann über einen festen Zeitpunkt oder bei Erreichen eines Drucks am Ventil definiert werden. Zur Triggerung erzeugt die Messkarte ein TTL-Signal mit einem logischen, kurzzeitigen "High" (5 V). Die Kamera stoppt die Aufnahme bei steigender Flanke dieses Signals.

Die digitalen Messdaten der Steuerungskarte wurden nach jeder Messung vom Rechner in die gewünschten Strömungswerte umgerechnet. Dabei hat es sich als sinnvoll erwiesen, die Anzahl der Messdaten auf 10000 Datenpunkte zu reduzieren. Dabei wurden die Daten über eine gute Messdaten-Glättung vorbereitet. Diese Glättung wurde über einen Wavelet-Filter realisiert, wie er von [Jiao u. a. 1998; Donoho 1993; Bergh u. a. 2007; Weickert 2008] vorgeschlagen wurde. Als Transformationsfunktion wurde ein Daubechies-Wavelet dritter Ordnung verwendet mit einem weichen Grenzwertfilter, dessen Grenzwert automatisch bestimmt wurde ([Bergh u. a. 2007]).

Danach wurden die Bilder aus dem Speicher der Hochgeschwindigkeitskamera auf den Computer übertragen, wo sie in mehreren Multipage-Bilddateien (Tagged Image File Format (TIFF)) abgespeichert und anschließend in American Standard Code for Information Interchange (ASCII)-Textdateien mit einer Bildtiefe von 14 bit (Anzahl möglicher Grauwerte) exportiert wurden. Um nun nicht alle erzeugten Bilder auszuwerten, wurde ein Programm entwickelt, das diese Bilder zunächst auf sich ändernde Pixel untersucht und diese über morphologische Filter (Vision-Toolkit, LabView, National Instruments Corporation, USA) als eindeutige Partikelbewegung identifiziert. Anschließend sollte die Bildtiefe von 14 bit auf 8 bit reduziert, wobei zunächst ein Algorithmus zur Reduzierung des Bildrauschens entwickelt wurde. Dieser Algorithmus basiert auf einem zweidimensionalen Wavelet-Filter (Advanced Signal Processing Toolkit), der über eine Haar-Wavelet-Transformation und einen weichen Grenzwertfilter die Bildqualität erheblich verbesserte. Anschließend wurde die Bildtiefe auf 8 bit über eine Grauwertverschiebung (über eine Spline-Funktion) reduziert.

Die vom Partikelzähler registrierten Partikel wurden nach dem Ende aller Messungen über ein selbst geschriebenes Programm (LabView, National Instruments, Texas, USA) über den Spannungswert des Streulichtes in entsprechende Größenklassen einsortiert. Hierbei musste berücksichtigt werden, dass die verwendeten Pulver unterschiedliche Brechungsindizes aufweisen, die das entstehende Streulicht beeinflussen. Daher ist es notwendig, die Partikel in Abhängigkeit von ihrem Brechungsindex in die Größenklassen einzusortieren. Um dies zu ermöglichen, wurde für jedes verwendete Material eine Umrechnungstabelle erzeugt, wie es in Kap. A.3 näher erläutert wird. Anschließend wurde daraus die akkumulative Größenverteilung aller Partikel berechnet und abgespeichert. Davon getrennt wurde eine Datei erzeugt, die den zeitlichen Verlauf der Partikelanzahl beinhaltet.

3.2.4 Bestimmung der Partikeltrajektorien an zwei ausgewählten Beispielen

3.2.4.1 Dispersion der Pulverschüttung

Eine der experimentellen Hauptaufgaben dieser Arbeit bestand, neben dem genannten Aufbau des Versuchs, darin, das Partikelverhalten in einer Pulverschüttung und bei dem Übergang der Partikel zum Aerosol zu untersuchen. Um dem Vorgang der Dispersion von Partikeln von einer Schüttung näher zu betrachten, muss eine solche Schüttung im Windkanal hergestellt werden. Anschließend ist es möglich die Schüttung mit einer laminaren Strömung zu umströmen und das Verhalten der Partikel beim Abheben zu beobachten.

Zur Herstellung der Pulverschüttung wurden zunächst verschiedene Methoden untersucht. Dabei hat sich sehr schnell gezeigt, dass es wichtig ist, das Pulver unter konstanten Bedingungen aufzuschütten, da bereits kleine Variationen die Form der Schüttung und die Dispersion stark beeinträchtigen. Zudem ist es wichtig, dass die Pulver möglichst unverdichtet auf die Schüttung aufgebracht werden. Denn eine etwas höhere Kompression der Partikel ist bereits ausreichend, dass sich makroskopische Agglomerate bilden. Die Haftkraftverstärkung wird dabei nach [Rumpf 1958; Rumpf u. a. 1976] durch eine Vielzahl von Mechanismen hervorgerufen, wie das systematische Anordnen der Partikel, die Partikelverformung oder das Herausdrücken der Kapillarflüssigkeit zwischen den Partikeln. Die Pulverkompression beeinflusste gerade bei dem hier verwendeten Laktose-Pulver die Messergebnisse entscheidend.

Bei diesen Voruntersuchungen hat sich gezeigt, dass eine sinnvolle Erzeugung der Schüttung möglich ist über das Aufschütten der Partikel über einen feinen Trichter mit kleinem Einfüllwinkel (Massenfluss-Trichter [Schulze 2009]). Die Partikel wurden über ein engmaschiges Sieb in den Trichter eingefüllt, so dass sie möglichst langsam und immer unter gleichen Bedingungen durch den Trichter hindurch auf die Ebene des Windkanals fallen konnten. Zudem sollte der Siebeinsatz verhindern, dass größere Agglomerate auf die Schüttung fallen, wobei sie damit die Form des Haufens beeinträchtigen können. Da sich deren Dispersion von der Schüttung stark unterscheidet, beeinflussen die Agglomerate das Messergebnis.

Um bei den verschiedenen Messungen mit den unterschiedlichen Pulvern eine zwischen den Pulvern vergleichbare Schüttung herzustellen, wurden alle Schüttungen bis zu einer konstanten Höhe aufgeschüttet. Hierzu wurde die Highspeed-Kamera so eingerichtet, dass bei der Aufschüttung die Schütthöhe beobachtet werden konnte. Am Computer-Bildschirm konnte so das Erreichen der gewünschten Schüttungshöhe beobachtet werden. Dazu wurde am Bildschirm eine entsprechende Marke angeklebt, deren Position in regelmäßigen Abständen durch einen Maßstab überprüft wurde, der in den Windkanal eingelegt werden konnte. Neben dieser Definition der Schüttung wurde auch daran gearbeitet, das Pulvervolumen oder die Schüttungsbreite konstant zu halten. Hierdurch wäre es allerdings nötig gewesen, die Position der Hochgeschwindigkeitskamera zwischen den Versuchen immer wieder zu variieren.

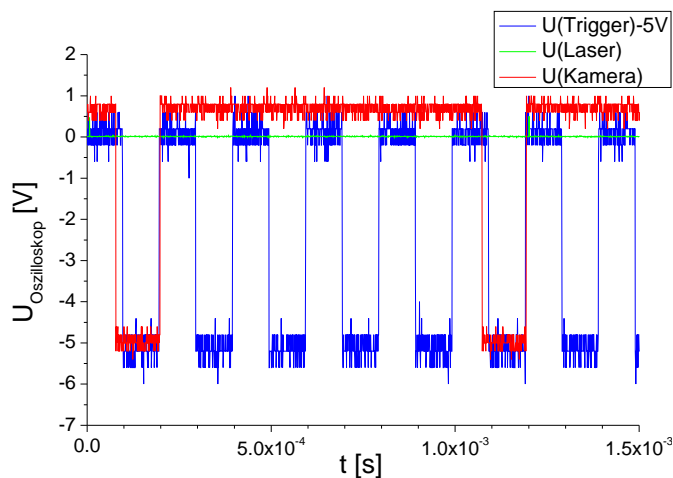
Nach dem Aufbringen des Schüttgutes wurde der Windkanal verschlossen. Anschließend wurde über das elektrische Druckventil eine sehr schwache Volumenströmung durch die Messkammer strömen gelassen ($Q_0 = (10 \pm 5) \text{ l min}^{-1}$). Da die verwendete Druckluft sehr stark entfeuchtet ist, sollte damit eine mögliche Kondensation der Luftfeuchte verhindert werden.

Anschließend wurden alle Parameter für die folgende Messung in dem selbstgeschriebenen Steuerungsprogramm (LabView, National Instruments, Texas, USA) definiert und eine Messung durchgeführt. Hierzu wurden die Beobachtungskameras so ausgerichtet, dass sie auf die Pulverschüttung fokussiert waren. Die Laserstrahl-Ebene wurde mit Hilfe der zylindrischen Linse so auf die Schüttung fokussiert, dass in der Hochgeschwindigkeitskamera ein Lichtschnitt durch den höchsten Punkte der Schüttung zu sehen war. Die Kamera wurde so positioniert, dass dieser höchste Punkt an einem Rand des Bildes sichtbar ist. Dabei wurden sowohl Aufnahmen der strömungszugewandten, als auch der abgewandten Seite der Schüttung gemacht, um das Verhalten aller Partikel bei der Dispersion beobachten zu können.

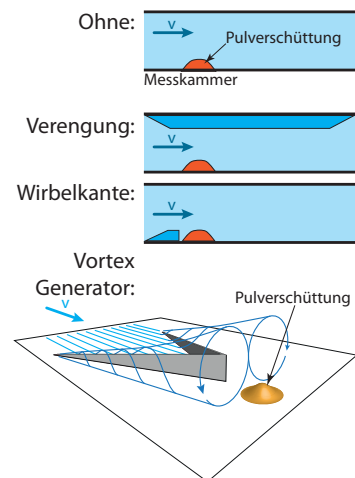
Da sich die Partikel an diesem Punkt kurz nach der Dispersion von der Schüttung mit einer sehr niedrigen Geschwindigkeit bewegen, wurde am Laser eine einfache Rechteck-Pulsform eingestellt. Der Puls hat eine Länge von 100 ns bei 100 % Laserleistung. An der Kamera wurde die minimale Belichtungszeit von $875 \mu\text{s}$ zur Aufnahme verwendet. Dadurch wurde eine Bildwiederholrate von $f_{\text{Bild}} = (1,0 \pm 0,1) \times 10^3 \text{ Hz}$ erreicht. Zur Triggerung der Laserpulse wurde am Funktionsgenerator eine Frequenz von $f_{\text{Laser}} \approx 5 \text{ kHz}$ eingestellt. Dadurch war es möglich jedes Kamerabild mit $f_{\text{Laser}}/f_{\text{Bild}} \approx 5$ Laserpulsen zu belichten, wie es Abb. 3.12a zeigt. Da die Partikel sich an dieser Stelle mit einer so geringen Geschwindigkeit bewegen, ist ein Partikel sehr häufig auf mehreren Bildern der gesamten Aufnahme zu erkennen. Vergleicht man diese Bilder miteinander, kann auf die Bewegungsrichtung der Partikel entlang ihrer Trajektorie geschlossen werden.

Um auch den Einfluss unterschiedlicher geometrischer Strömungsverläufe auf die Dispersion zu untersuchen, wurden verschiedene Einbauten in den Windkanal realisiert, wie sie in Abb. 3.12b zu sehen sind. Dazu wurde eine Verengung des Kanalquerschnitts betrachtet, die die Strömungsgeschwindigkeit und damit auch die Schergeschwindigkeit des Fluides erhöht. Dann wurde in die Messkammer eine Wirbelkante eingebaut, die für die Strömung eine Abrisskante darstellt, hinter der es zu einem Totgebiet der Strömung kommt. Dadurch können hinter der Kante Wirbel entstehen, deren Rotationsvektor senkrecht zur Strömung zeigt. Man spricht dabei von transversalen Wirbeln. Diese Einbauten wurden aus Plexiglas gefräst und mit der Zwei-Komponenten-Dichtmasse eingeklebt. Dagegen erzeugt der letzte Einbau durch einen Strömungsabriss entlang einer Dreiecksstruktur longitudinale Strömungswirbel, deren Rotationsvektoren parallel zur Strömung stehen. Dieser Einbau wurde ursprünglich für den Bereich der Flugzeug-Aerodynamik entwickelt und wird Vortex-Generator genannt. Der Vortex-Generator wurde nach [Wheeler 1991] durch dünne Metallbleche realisiert, die im Winkel von 30° aneinander gelötet wurden. Detailliertere Betrachtungen der Vortex-Generatoren sind zu finden bei [Bragg und Gregorek 1987; Fiebig u. a. 1989; Fiebig 1998; Rosenfeld u. a. 1998]. Die Position der eingeklebten Einbauten und der Schüttungen wurde für jede Messungen vor deren Durchführung dokumentiert.

Zum besseren Verständnis des Dispersionsverhaltens ist es wichtig, dieses bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten zu untersuchen. Da dabei auch das Anfahren dieser Strömung von Interesse ist, muss auch diese Größe variiert werden. Hierzu wurde die Volumenströmung über das Druckventil geregelt, wie es in Abb. 3.13 zu sehen ist. Zunächst wurde hier hauptsächlich der Standard-Verlauf (Abb. oben links)



(a) Darstellung des zeitlichen Verlaufs der Signale am Oszilloskop. Die blaue Linie zeigt das Signal des Frequenzgenerators, von dem zur besseren Darstellung 5 V abgezogen wurden. Die rote Linie zeigt das Signal der Kamera. Ist die Spannung dieses Signals ≥ 0 V ist der elektronische Shutter der Kamera geöffnet und ein Bild wird belichtet. Die grüne Linie zeigt das Signal der Photodiode am Laserausgang. Da der Laserpuls so kurz gewählt wurde, ist er in dieser Ansicht nicht erkennbar. Der Laserpuls wird kurz nach jeder ansteigenden Flanke des Rechteck-Signals erzeugt. Da innerhalb der Belichtungszeit fünf dieser Flanken zu sehen sind, wurde jedes Kamerabild fünfmal belichtet.



(b) Darstellung der geometrischen Einbauten zur Untersuchung der Abhängigkeit der Dispersion von dem geometrischen Strömungsverlauf. Die ersten drei Skizzen zeigen einen Schnitt durch die Messkammer ohne einen Einbau, mit einer Verengung und einer Wirbelkante. Die unterste Skizze zeigt den Aufbau eines Vortex-Generators, durch den zwei longitudinale Strömungswirbel entstehen.

Abbildung 3.12: Zur Vermessung der Dispersion der Partikel von einer Schüttung.

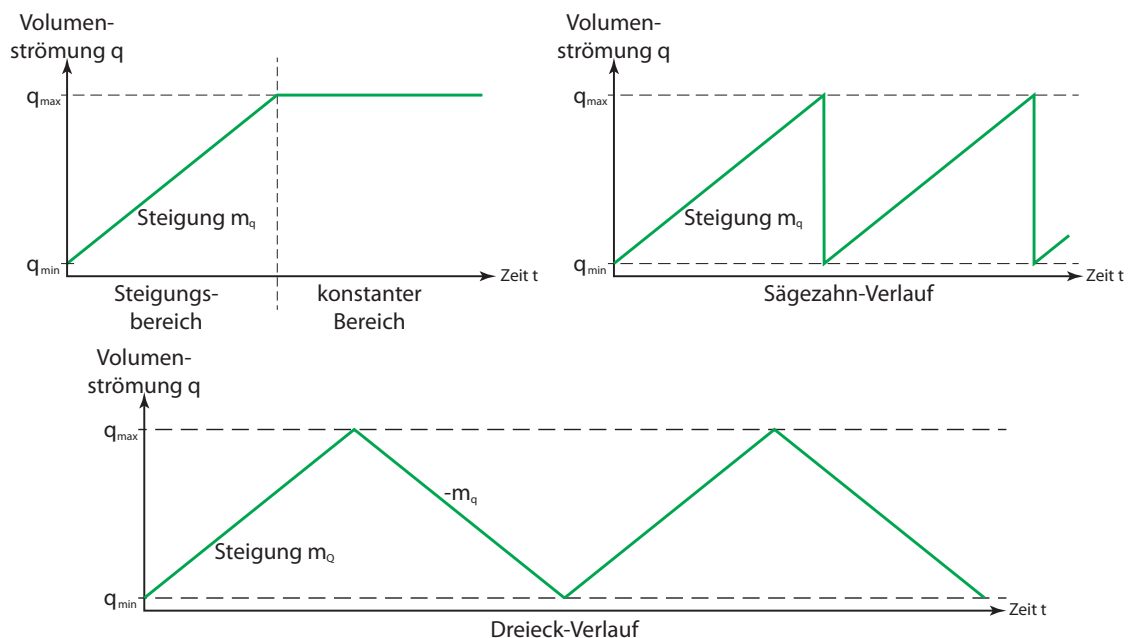


Abbildung 3.13: Darstellung der zeitlichen Verläufe der Volumenströmung. Diese Funktionen wurden über ein Programm erzeugt und in der Messkarte abgespeichert, die über einen DA-Wandler den Volumenfluss am Druckventil entsprechend steuert. Eingestellt wurde hierzu q_{max} , die maximale Volumenströmung, q_{min} , die minimale Volumenströmung und die Steigung der Geraden zum Anfahren dieser Werte m_q . Oben links ist der Standard-Verlauf, oben rechts der Sägezahn-Verlauf und unten mittig der Dreiecksverlauf dargestellt.

betrachtet, der sich aus einem Steigungsbereich und einem konstanten Bereich zusammensetzt. Hierdurch kann untersucht werden, welcher Einfluss eine sich zeitlich ändernde Strömungsgeschwindigkeit hat. Dabei wurden zwei maximale Volumenströmungen ($Q_{max} = 150 \text{ l min}^{-1}$ und 275 l min^{-1}) über zwei Steigungen ($m_Q = 3,7 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$ und $10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$) angefahren. Die Dauer des Steigungsbereichs kann berechnet werden aus der Steigung und der maximalen Volumenströmung. Die Dauer des konstanten Bereichs wurde so gewählt, dass sie ungefähr der des steigenden entsprochen hat. Um die weitere Abhängigkeit der Dispersion von einer Strömungsänderung zu untersuchen, wurden Experimente mit einem Sägezahn- und einem Dreiecksverlauf durchgeführt. Auch eine Untersuchung eines Sinus-Verlaufs wurde bereits in dem Programm vorgesehen, konnte aber im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht näher untersucht werden.

Der Trigger, der die Bildaufnahme der Kamera stoppt, wurde über das genannte Programm (LabView, National Instruments, Texas, USA) zunächst so definiert, dass immer bei Erreichen des ersten q_{max} die Aufnahme stoppt. Je nach eingestelltem Strömungsverlauf und verwendetem Einbau konnte dann allerdings keine Aufnahme von der Dispersion gemacht werden, da die Schüttung z. B. schon so stark abgetragen war, dass sie nicht mehr zu sehen war. Dadurch wurde es notwendig, mit Hilfe der Messdaten des optischen Partikelzählers den Kamera-Trigger auf einen früheren Zeitpunkt und damit eine geringere Strömung einzustellen. Auch der eingestellte Triggerzeitpunkt wurde für jede Messung automatisch dokumentiert.

Der Einfluss der verschiedenen Strömungsgeometrien und -verläufe wurde für alle Pulver untersucht, die im Kapitel 3.1 aufgeführt wurden. Eine Liste der durchgeführten Versuche ist im Anhang im Kapitel A.6.1 aufgelistet.

3.2.4.2 Verhalten in einer Düse und bei einer Wandimpaktion

Außerdem sollten die Partikeltrajektorien bei der Bewegung durch unterschiedliche Strömungsgeometrien untersucht werden. Dabei ist es von besonderem Interesse, das Verhalten von Agglomeraten beobachten und verstehen zu können. Hier wurde beispielhaft die Durchströmung des Aerosols durch eine Düse untersucht. Durch die Beschleunigung des Fluids in der Düse entstehen hohe Geschwindigkeitsgradienten und damit hohe Schergeschwindigkeiten. Diese üben Scherkräfte auf die Partikel in einem Agglomerat aus, so dass diese deagglomerieren können [Tang u. a. 2008/10/08].

Hierzu wurde eine Düse aus einem quadratischen Plexiglaskörper ausgebohrt, dessen Abmessung so gewählt wurde, dass er zwischen die Fenster mit der Zwei-Komponenten-Dichtmasse eingesetzt werden konnte. Um den Einfluss der Düse beobachten zu können, wurde auch hier eine Pulverschüttung verwendet aus der die Partikel und Agglomerate abheben konnten. Deshalb wurde die Düse in einem geringen Abstand stromabwärts von der Schüttung in die Fenster eingeklebt. Außerdem wurden zur besseren Vergleichbarkeit die gleichen zeitlichen Strömungsverläufe gewählt, wie sie bei den Dispersionsversuchen verwendet wurden. Um die Strömung in der Düse möglichst unbeeinflusst beobachten zu können, wurde sonst kein weiterer Einsatz in die Messkammer eingebaut.

Die Beobachtungskameras wurden zur weiteren Kontrolle der Dispersion auf die Schüttung gerichtet und fokussiert. Die Hochgeschwindigkeitskamera wurde auf das stromabwärts gelegene Ende der Düse gerichtet, da eine direkte Beobachtung der Partikel aufgrund der Verzerrung durch die gekrümmten Düsenwände in der Düse nicht möglich war. Um den Laser auf die Mitte der Düse zu fokussieren und die Kamera so auf den Laserstrahl einstellen zu können, dass sie scharfe Bilder aufnehmen kann, wurde in die Mitte der Düse eine Stecknadel fixiert, auf deren Spitze Laser und Kamera fokussiert wurden.

Da die Partikel an dieser Stelle im Windkanal eine sehr hohe Geschwindigkeit aufweisen werden, war es nötig die Bilder mit einer höheren Frequenz zu belichten. Hierzu wurde die Laserpulsform so definiert, dass zwei Lichtpulse mit einer Dauer von $\Delta t_P = 25 \text{ ns}$ und einem zeitlichen Abstand $\Delta t_A = 450 \text{ ns}$ zueinander erzeugt wurden. Da nun die Partikel, anders als bei den Versuchen zur Dispersion, keinen definierten Startpunkt haben und die einzelnen Partikel so schnell sind, dass sie nur auf einem Bild zu sehen sind, musste auch die Bewegungsrichtung auf den Bildern festgehalten werden. Hierzu wurde der erste Puls mit einer Leistung von 75 % und der Zweite mit einer Leistung von 100 % erzeugt, weshalb die Belichtung der Partikelposition beim zweiten Laserpuls heller ist (siehe Abb. 3.14). Das Partikel bewegt sich somit immer von der dunkleren Belichtung zur Hellen, so dass die Bewegungsrichtung eindeutig definiert werden konnte.

Die Frequenz des Funktionsgenerators wurde auf $f_{\text{Laser}} \approx 100,8 \text{ kHz}$ eingestellt, um eine weitere Mehrfachbelichtungen der Bilder zu ermöglichen. Daher wurde auch die Kamerabelichtungszeit auf $875 \mu\text{s}$ ($f_{\text{Bild}} = (1 \pm 0,01) \text{ kHz}$) eingestellt, so dass jedes Kamerabild 100 mal belichtet wurde. Der Stopptrigger der Kamera-Aufnahme wurde bei allen Versuchen beim ersten Erreichen der maximalen Volumenströmung q_{max} ausgelöst (siehe Kapitel 3.2.4.1).

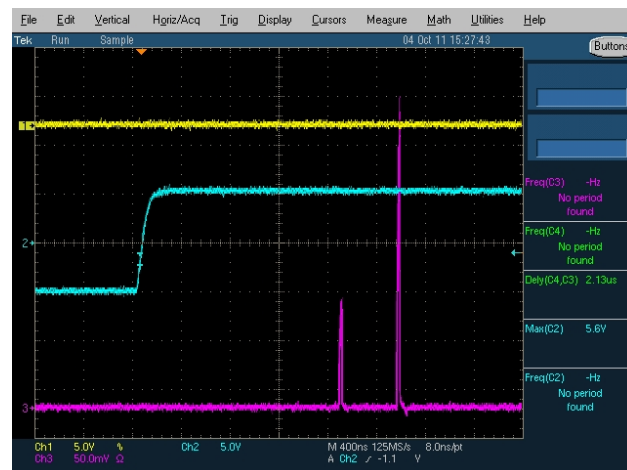


Abbildung 3.14: Signal der pin-Diode am Oszilloskop (violette Kurve). Zu sehen sind die zwei Laserpulse, die zur Vermessung der Partikeltrajektorien durch eine Düse verwendet wurden. Der erste Puls weist im Vergleich zum Zweiten nur eine halb so hohe Energie auf, so dass die Bewegungsrichtung der Partikel anhand der Leuchtstärke des Streulichts definiert werden kann. Die türkise Linie zeigt die vom Funktionsgenerator erzeugte Rechteckspannung.

Da von [Nichols und Wynn 2008] theoretisch gezeigt wurde, dass eine Impaktion eines Agglomerates mit einer hohen Geschwindigkeit auf eine Wand hohe Scherkräfte auf die Partikel in Agglomeraten erzeugt, ist dieser Stoßvorgang auch interessant für die hier durchgeführten experimentellen Betrachtungen zur Stabilität von Agglomeraten und der Aufnahme solcher Stoßtrajektorien. Daher sollte auch eine solche Wandimpaktion der Partikel näher untersucht werden. Dazu wurde in weiteren Versuchen in einer geringen Entfernung stromabwärts von der Düse ein kleines Plättchen aus Plexiglas angebracht. Da die Partikel in der Düse durch das Fluid stark beschleunigt werden, haben die Partikel am Ende der Düse eine hohe Geschwindigkeit. Die Luftströmung bewegt sich dann um das Plättchen herum, während die Partikel und Agglomerate aufgrund ihrer Trägheit der Strömung nicht folgen können und auf der Platte impaktieren.

Um diesen Vorgang mit der Hochgeschwindigkeitskamera verfolgen zu können, wurde diese so verschoben, dass nun das Plättchen am Rand des Bildes sichtbar wurde. Um die Kamera fokussieren zu können, wurde die Spitze einer Stecknadel verwendet, die gegen die Impaktionswand geschoben wurde und entlang der Düsenachse zeigte, so dass die von der Kamera fokussierte Ebene erneut die Düsenmitte zeigt. Zu dieser Strömungsgeometrie wurden einige exemplarische Versuche durchgeführt, die im Kapitel A.6.2 aufgelistet sind.

3.3 Numerisches Partikelmodell

3.3.1 Berechnung der Partikeltrajektorie

Neben der experimentellen Untersuchung der Partikelbewegung soll in dieser Arbeit auch ein numerisches Modell entwickelt werden, das diese Bewegung theoretisch vorhersagen kann. Dabei soll das Modell das Verhalten des Aerosols sowohl bei sehr geringen Partikeldichten, als auch bei sehr großen Partikeldichten, wie sie in einer Schüttung vorherrschen, berechnen können.

Bei der Berechnung von geringen Partikeldichten, also der Bewegung der Partikel in einem Aerosol, werden die Trajektorien der Partikel hauptsächlich durch die Bewegung des Fluids bestimmt, mit dem die Partikel eine Suspension bilden. Die Dynamik des Fluids kann dabei sowohl örtlich als auch zeitlich nicht stetig (konstant) sein und von den Partikeln beeinflusst werden. Dadurch ist die Berechnung der Strömung für einen Großteil aller numerischen Betrachtungen eines Aerosols sehr komplex.

Da aber für die Betrachtung eines Aerosols die Fluidbewegung möglichst präzise berechnet werden muss, wurde ein kommerziell erhältlicher Löser (Ansys Fluent 14, Ansys Inc., USA) verwendet, der bereits eine zuverlässige Berechnung der Strömungsdynamik gezeigt hat. In diesem Löser ist bereits ein einfaches Partikelmodell implementiert, das im Rahmen dieser Arbeit erweitert werden soll. Dieses vereinfachte Modell zur

Beschreibung der diskreten Phase (DPM) berechnet bereits die Interaktion zwischen einzelnen Partikeln und dem Fluid. Dabei betrachtet das Modell die Beschleunigung des Partikels \vec{x} , die aus den wirkenden Kräften berechnet werden kann. Diese Kräfte wurden bereits im Kapitel 2.5 betrachtet. Zudem geht das Modell von sphärischen Partikeln aus, da nur für diese Partikelform die Kraft des Fluids ohne weiteres angegeben werden kann (siehe Gln. 2.64 und 2.65). Daher kann die Masse jedes Partikels im Modell auch berechnet werden als $m_P = 4/3\pi r^3 \rho$ mit der Dichte der Partikel ρ . Die im Löser berechnete Beschleunigung lautet somit:

$$\begin{aligned}\vec{x} &= \frac{\vec{F}}{m} = \frac{3\vec{F}}{4\pi r^3 \rho} \\ &= \frac{3}{4\pi r^3 \rho} \left(\vec{F}_S + \vec{F}_g + \vec{F}_{UDF} \right) \\ &= \frac{18\mu c_D Re \left(\vec{x} - \vec{u} \right)}{24 \rho 4 r^2} + \vec{g} \frac{(\rho - \rho_F)}{\rho} \\ &\quad + \frac{3}{4\pi r^3 \rho} \vec{F}_{UDF} \quad \text{mit: } Re = \frac{2 v_R r}{\nu}\end{aligned}$$

Der Löser berechnet die Beschleunigung durch die Fluidbewegung aus der Reibungs- und Auftriebskraft, wobei der Reibungsbeiwert c_D nach [Morsi und Alexander 1972] verwendet wird.

Zusätzlich kann eine weitere Kraft \vec{F}_{UDF} zur Berechnung der Beschleunigung addiert werden, die vom Benutzer vorgegeben werden kann. Dazu kann der Benutzer Funktionen als C-Programm implementieren, die als User Defined Functions (UDF) bezeichnet werden. Innerhalb dieser UDF kann diese Variable \vec{F}_{user} deklariert und auf eine Vielzahl von Variablen zurückgegriffen werden, die vom Löser während der numerischen Berechnung immer wieder aktualisiert werden. Hierzu gehören zum Beispiel der aktuelle Zeitschritt oder die aktuelle Zeitschrittweite. Zudem können über zwei spezielle Schleifenfunktionen alle aktuellen Partikeleigenschaften, wie Position und Geschwindigkeit, benutzt werden. Dadurch wird es in den UDFs möglich, alle weiteren Kräfte in Abhängigkeit der Partikeleigenschaften und der Umströmung des Partikels zu berechnen und das Ergebnis an den Löser zur Berechnung der Trajektorien zurückzugeben.

Bei der Betrachtung der Kräfte, die auf die Partikel wirken, ist es wichtig, den Abstand zwischen den Partikeln zu kennen und einen möglichen Stoß zwischen zwei Partikeln innerhalb eines Zeitschritts zu detektieren. Diese Stoßdetektion ist eine der rechenaufwendigsten Schritte während der gesamten Simulation, die bei jedem neuen Zeitschritt wiederholt werden muss. Daher ist die Rechenzeit, die eine numerische Berechnung benötigt, ganz entscheidend von der Auswahl eines geeigneten Suchalgorithmus abhängig. Hierzu wurden bereits viele Suchalgorithmen entwickelt und hinsichtlich ihrer Effizienz verglichen, wie die Zusammenstellung einiger bekannter Algorithmen von [Munjiza 2004; Feng und Owen 2002] zeigt. Einen einfachen, aber rechnerisch aufwendigen Such-Algorithmus stellt der direkte Vergleich dar, bei dem der Abstand zwischen allen N Partikeln berechnet wird (siehe Gl. 2.72).

Dahingegen besteht ein einfacherer, aber effektiver Algorithmus darin, das zu simulierende Gebiet in finite, rechteckige Elemente zu unterteilen, die alle die gleiche Größe aufweisen. Die Funktionsweise des Algorithmus kann an Hand von Abb. 3.15 verdeutlicht werden. Diese Zellen werden unabhängig von der eigentlichen Simulationsgeometrie (gelber Bereich) in einem kartesischen Koordinatensystem erzeugt und sind unabhängig vom Netz zur Berechnung der Fluidodynamik. Dabei wird die Größe der Elemente d so gewählt, dass die größten Partikel in eine einzige Zelle passen. Somit muss das Element für sphärische Partikel so groß sein wie der größte Partikeldurchmesser. Anschließend wird der Kontakt-Suchalgorithmus in zwei Schritten durchgeführt. Zunächst müssen die Partikel auf diese Elementzellen abgebildet werden (jedes Partikel wird genau einer Zelle zugeordnet). Hierzu wird die Nummer k_i der Netzzelle berechnet, in der sich das Partikel i mit der Position $x_{i,j}$ befindet:

$$k_{i,j} = 1 + \lfloor (x_{i,j} - x_{min,i,j})/d \rfloor \quad \text{mit: } j = 1 \ 2 \ 3 \quad \Rightarrow k_j \in \mathbb{N}$$

Anschließend folgt die eigentliche Kontaktsuche eines Partikels. Hierzu wird zunächst dessen aktuelle Zelle (grüner Bereich) betrachtet und alle Zellennummern ausgerechnet, die sich in der unmittelbaren Nachbarschaft (roter Bereich) befinden. Anschließend genügt es, alle Partikel, die in diesen Zellen zu finden sind, auf einen direkten Kontakt zu prüfen. Durch diesen einfachen Ansatz reduziert sich der Aufwand erheblich auf $n \propto N$ Rechenschritte. Bedingt dadurch, dass die Partikel in ein kartesisches Netz abgebildet werden, spricht man deswegen vom direkten Mapping-Algorithmus.

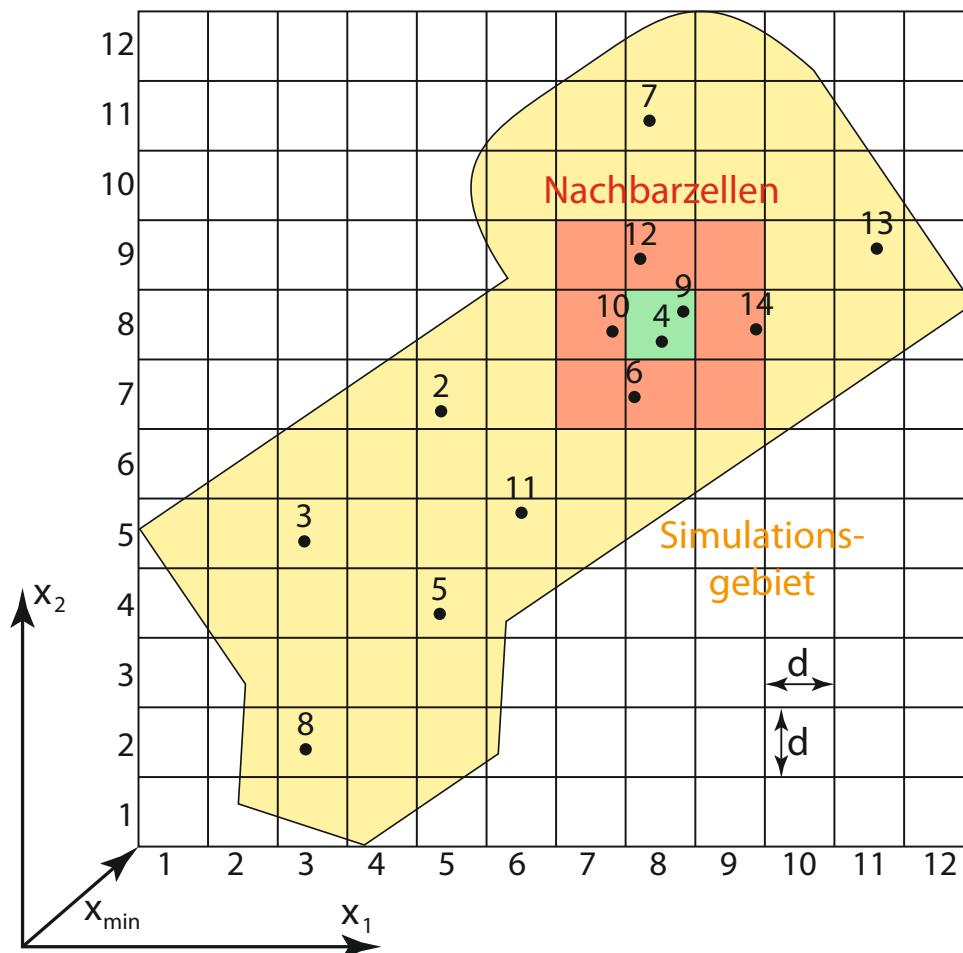


Abbildung 3.15: Funktionsweise des verwendeten Kontakt-Suchalgorithmus. Hier wird das Simulationsgebiet (gelber Bereich) in kartesische Netzelemente zerlegt. Bei der Suche möglicher Kontaktpartner für das Teilchen 9 wird dessen Zellnummer ermittelt (grüne Zelle). Anschließend bestimmt der Algorithmus alle benachbarten Zellen (roter Bereich) und die darin enthaltenen Partikel (Partikel 4, 6, 10, 12, 14). Nun genügt es den Abstand zwischen diesen wenigen Partikeln zu bestimmen. Der Rechenaufwand hat sich erheblich reduziert.

Ein solcher Suchalgorithmus ist seit der neuesten Version in den verwendeten Löser integriert worden. Um den Algorithmus auch über eine UDF ausführen zu können, wurde eine Funktion in den neuen Algorithmus eingebaut. Zusätzlich wird an diese Funktion ein Abstandsparameter übergeben, der es ermöglicht, die Durchmesser der Partikel für die Stoßsuche über einen Faktor zu vergrößern, um auch Partikel in einem größeren Abstand zu finden.

Da die Partikel sich durch den dreidimensionalen Raum bewegen ist es nötig, die Bewegung zeitlich aufzulösen. Hierzu wird die gesamte zu simulierende Zeitdauer t_G in kleine Intervalle Δt (die Zeitschritte) unterteilt. Es müssen dann insgesamt n_t Zeitschritte berechnet werden:

$$n_t = t_G / \Delta t \quad (3.11)$$

Innerhalb eines solchen Zeitschrittes wird die Änderung der Position der Partikel berechnet, wie es Abb. 3.16 für die hier vorgestellte Partikelmodellerweiterung zeigt. Hierzu werden zunächst alle vom Benutzer definierten Kräfte (blaue und grüne Elemente) berechnet. Es wird vom Löser eine UDF gestartet, die zunächst alle Stoß-, Adhäsions- und Fluidkräfte berechnet und anschließend dem Löser die berechnete Gesamtkraft vektoriell zurückgibt. Bei der Berechnung der Kräfte auf die Partikel ist es immer wieder nötig, auch die Strömungseigenschaften in der Umgebung der Partikel zu kennen. Hierzu kann die UDF auf die Strömung des vorangegangenen Zeitschrittes zugreifen und an Hand deren Eigenschaften die neuen Kräfte bestimmen. Anschließend wird vom Löser die Strömungsänderung berechnet, die innerhalb dieses Zeitschrittes stattfinden soll. Der Löser berechnet auch die Position der Partikel nach diesem Zeitschritt. Hierzu bestimmt er zunächst die Beschleunigung der Partikel $\vec{a}_k(\vec{x}(t), \vec{x}(t), t)$, so dass für jedes Partikel k eine Differentialgleichung $\ddot{\vec{x}}_k(t) = \vec{a}_k(\vec{x}_k(t), \dot{\vec{x}}_k(t), t)$ entsteht, die der Löser N mal lösen muss. Durch die Zerlegung der betrachteten Zeit in sehr kleine Zeitschritte vereinfacht sich das Lösen der Differentialgleichung, denn nun kann die Beschleunigung nach Zeitschritt $i + 1$ aus den Eigenschaften des vorherigen Zeitschrittes i berechnet werden. Durch diesen Ansatz wird die Beschleunigung innerhalb eines Zeitschrittes unabhängig von der Partikelposition innerhalb dieses Schrittes. Zudem muss die Differentialgleichung $\ddot{\vec{x}}_k(t_{i+1}) = \vec{a}_k(\vec{x}_k(t_i), \dot{\vec{x}}_k(t_i), t_i)$ nicht mehr durch eine Integration gelöst werden, da durch die kleinen Zeitschritte das Integral in ein Produkt (Riemannsche Integral-Definition) übergeht. Somit lässt sich über die Zerlegung der Zeit in kleine Intervalle die Geschwindigkeit $\dot{\vec{x}}(t_{i+1})$ und die neue Position $\vec{x}(t_{i+1})$ nach jedem Intervall durch die Kenntnis beider Größen vor jedem Intervall berechnen (siehe Gln. 2.73, 2.74, 2.75 und 2.76).

Bei diesem Ansatz ergeben sich aber zwei wichtige Fragen. Zunächst impliziert dieser Ansatz, dass es einen Start der Berechnung geben muss. Zu diesem Startzeitpunkt t_0 der Simulation müssen die Partikelpositionen $\vec{x}_k(0)$ und die Geschwindigkeiten $\dot{\vec{x}}_k(0)$ bekannt sein. Da die Startbedingungen stark in die Berechnung der Partikelbewegung eingehen, können sie auch das Gesamtergebnis beeinflussen und verändern. Um ein möglichst gutes Ergebnis zu erhalten, müssen daher auch die Startbedingungen richtig gewählt werden. Hiermit beschäftigt sich das Kapitel 3.4.

Die zweite, aber weitaus wichtigere Frage, die sich bei der Verwendung von Zeitintervallen stellt, ist die Frage nach der richtigen Wahl der Intervallgröße Δt . Zum einen impliziert Gl. 3.11, dass die Zeitschrittgröße möglichst groß gewählt werden sollte, denn dadurch reduziert sich die Anzahl N_t der zu berechnenden Zeitschritte und damit auch der Rechenaufwand. Jedoch zeigt eine nähere Betrachtung der Gln. 2.73 und 2.75, dass eine große Wahl von Δt aber bedeutet, dass die Bewegung der Partikel zu grob unterteilt wird und damit Vorgänge nicht richtig aufgelöst werden. Ein anschauliches Beispiel sind zwei sich aufeinander zu bewegendes Partikel, die sich durch die Wahl eines zu großen Zeitschrittes nie berühren und damit nie ein Stoß für beide berechnet wird. Ist dagegen die Zeitschrittgröße so gewählt, dass sich die Partikel in einem Zeitschritt berühren, so kann vom Stoßalgorithmus ein Stoß detektiert und berechnet werden. Daher kann die Zeitschrittgröße nicht beliebig gewählt werden und sollte an die Dauer des kürzesten, möglichen Ereignisses angepasst werden. Um den Prozess dabei vollkommen auflösen zu können, sollte diese Zeitschrittgröße sogar um einen Faktor c_t kleiner gewählt werden, als die eigentliche Ereignisdauer Δt_E :

$$\Delta t = \frac{\Delta t_E}{c_t} \quad (3.12)$$

Bei der Betrachtung der Partikelbewegung ist sicherlich der kürzeste Prozess, der auftreten kann, ein Stoßprozess. Um einen Stoß gut auflösen zu können, hat sich gezeigt, dass die gesamte Stoßdauer t_S in ungefähr $c_t \approx 20$ Schritte unterteilt werden sollte. Die Stoßdauer ergibt sich durch die Wahl des Stoßmodells. Eine nähere Betrachtung der Stoßzeit erfolgt in Kapitel 3.3.2.

Neben der Stoßzeit ist bei der Bestimmung der größtmöglichen Zeitschrittgröße auch die Betrachtung notwendig, ob ein Stoß überhaupt detektiert werden kann, wenn die Partikel eine hohe Relativgeschwindigkeit, aber aufgrund ihrer Steifigkeit eine sehr lange Stoßzeit aufweisen. Dann muss die Zeitschrittgröße so gewählt werden, dass alle Stöße detektiert werden (siehe folgendes Kapitel).

Bei der Verwendung des bereits im Löser implementierten DPM gibt es beim Betrachten der Partikel zwei weitere Eigenschaften, die hier noch erklärt werden sollen. Zum einen arbeitet der Löser immer mit einer Partikelgruppierung, die Injection genannt wird. Der Benutzer kann zu Beginn, während und am Ende der Simulation nicht gezielt einzelne Partikel, sondern immer nur diese Gruppen in ihrer Gesamtheit ansprechen (z. B. zur Auswertung). Jedoch kann der Benutzer eine beliebige Anzahl dieser Gruppen zu Beginn definieren. Dabei hat es sich zur späteren Auswertung der numerischen Berechnung gezeigt, dass es sinnvoll ist, die Gruppen anhand der Partikeleigenschaften, wie z. B. den Durchmesser, zu wählen. Sollte die Bewegung eines einzelnen oder weniger Partikel näher untersucht werden, besteht die Möglichkeit diese Partikel in eine eigene Injection zu gruppieren.

Zudem betrachtet der Löser beim Lösen der Trajektorie eigentlich nicht einzelne Partikel sondern Partikelströme. So verwendet er bei dieser Berechnung keine Partikelmasse, sondern eine Stromdichte, die definiert wird, als das Verhältnis, der im Strom transportierten Partikelmasse zur Zeit in der dieser Strom in das System eingebracht wird. Da es aber zur Implementation des neuen Partikelansatzes wichtig ist, dass jeder Partikelstrom nur einem Partikel entspricht, da sonst z. B. keine Stöße richtig berechnet werden könnten, muss die Stromdichte auf jedes Partikel richtig bezogen werden. Hierzu wird die zu transportierende Strommasse auf die Masse des jeweiligen Partikels gesetzt. Um zudem nur diskrete Partikel zu berechnen, muss die Zeit, innerhalb der ein Partikel eingebracht wird, viel kleiner gewählt werden, als die Zeitschrittgröße. Mit dieser Wahl der Eigenschaften und der daraus berechneten Stromdichte, berechnet dann der Löser die Partikelbewegung physikalisch korrekt. Die Wahl der richtigen Stromdichte wurde nach dem Einladen der Partikel in die Simulation überprüft.

Zudem haben sich in älteren Versionen des Löser Probleme gezeigt, wenn die Partikelposition numerisch die Grenze einer Netzzelle berührt. In diesem Fall kann das Partikel für den Löser nicht eindeutig einer Netzzelle zugeordnet werden und es ist nicht eindeutig, mit welcher Netzzelle die Fluid/Partikel-Interaktion durchgeführt werden soll. Um dieses Problem zu umgehen, versetzt der Löser die Partikel ein sehr kleines Stück in eine beliebige Raumrichtung, so dass er die Interaktionen wieder lösen kann. Im allgemeinen Fall sind die Partikeldichten bei den typischen Simulationen für diesen Löser sehr gering, so dass diese Versetzung keinen merklichen Einfluss hat. Durch die hier vorgenommene Erweiterung des Löser wird es aber möglich, sehr große Partikeldichten zu betrachten, wie sie in einer Schüttung auftreten. Dabei hat jedes Partikel Kontakt mit anderen Partikeln. Wird nun ein Partikel aufgrund seiner Lage auf der Zellengrenze verschoben, kommt es direkt zu einer Überlappung der Partikel, was zu einer großen Feder-Dämpfer-Kraft führen kann. Dadurch entsteht eine nicht reale, kinetische Energie. Dieser Effekt äußert sich dann, wenn die kinetische Energie die Schüttungsoberfläche erreicht und aufgrund dessen ein Partikel die Schüttung verlässt. Dadurch ähnelt dieses Resultat der Herstellung von Popcorn und wurde nach diesem Bild Popcorn-Effekt benannt. Dieses Problem wurde vom Hersteller kurz vor der Veröffentlichung dieser Arbeit im Löser behoben.

Der Löser geht bei der Berechnung der Partikeltrajektorie von sphärischen Partikeln aus. Da diese Partikelform auch für die Betrachtung eines Partikelstoßes und allen weiteren Wechselwirkungen häufig eine einfache Berechnung ermöglicht, wurde dieser Ansatz weiterhin beibehalten. Natürlich ist dieser Ansatz für viele Pulver, wie die hier verwendeten Pulver nicht realistisch. Daher ist bei diesen Pulvern gerade bei formrelevanten Wechselwirkungen mit Abweichungen zum Experiment zu rechnen. Hierzu gehören die tangentielle Reibungskraft und das Rollen. Gerade bei sehr stark nicht sphärischen Partikeln wäre dann zu prüfen, ob z. B. das Rollen besser komplett unterdrückt werden sollte. Zusätzlich spricht für die Verwendung des sphärischen Modells, dass bei vielen Pulvern die Partikel eine stark unterschiedliche Form haben. Für solche Pulver ist aber die gemittelte Form aller Partikel vermutlich eine Sphäre, so dass der hier gewählte Ansatz sinnvoll wäre.

Die neue Erweiterung des Partikelmodells wurde so realisiert, dass die darin implementierten Berechnungen parallel auf mehreren Computer-Recheneinheiten (CPUs) ausgeführt werden können. Um diese Fähigkeiten ausnutzen zu können, wurden die im Folgenden noch erläuterten Berechnungen auf einem Server-Computer (8 CPUs, 32 Gbit Arbeitsspeicher) und auf einem Cluster-Rechner (Ansys Germany, Darmstadt, Deutschland, Rechenleistung wurde an Hand der Anforderung gewählt) durchgeführt.

3.3.2 Wechselwirkung zwischen den Partikeln

In das entwickelte Partikelmodell wurden verschiedene Partikelwechselwirkungen integriert, um auch das Partikelverhalten in einer Pulverschüttung oder in Agglomeraten berechnen zu können. Diese verschiedenen Wechselwirkungen werden in den folgenden Kapiteln näher erläutert.

3.3.2.1 Normaler Partikel-Kontakt

Zur Simulation der Partikelstöße oder des Partikelverhaltens in einer Pulverschüttung ist es essentiell, den Partikelkontakt in einer numerischen Berechnung richtig zu betrachten. Hierzu gibt es verschiedene Ansätze. Da neben der Berechnung der Partikeltrajektorien auch die Dynamik des Fluides bei jedem Zeitschritt neu berechnet werden muss, ist der bereits angesprochene Rechenaufwand der Simulation stark von der gewählten Zeitschrittgröße abhängig. Bei der Wahl der Zeitschrittgröße muss zudem gewährleistet werden, dass der Kontakt durch einen entsprechenden Algorithmus gefunden und anschließend korrekt berechnet wird. Dabei liegt eine Besonderheit des Stoßes in einer Pulverschüttung, da dort eine Vielzahl von Partikeln im Kontakt zueinander stehen. Um die Dynamik an diesem Beispiel korrekt erfassen zu können, ist es notwendig, die Partikel als weiche Kugeln zu betrachten. In diesem Ansatz wird der Stoß zweier Partikel in eine größere Anzahl von Zeitschritten zerlegt. Der Kontakt wird durch ein Feder-Dämpfer-Modell realisiert, wie er in Kapitel 2.1.1 erläutert wurde.

Dabei wird die Verformung der Feder nicht durch eine Verformung der Partikel realisiert, sondern über deren Überlagerung. Dies bedeutet, dass die Veränderung der Federlänge Δx berechnet wird durch die Überlagerung der beiden Partikel mit den Radien r_1, r_2 und der Positionen \vec{x}_1, \vec{x}_2 über:

$$\Delta x = |\vec{x}_1 - \vec{x}_2| - (r_1 + r_2)$$

Die Richtung der beim Stoß wirkenden Kräfte wird zerlegt in die zum Kontakt normale und tangential Richtung. Der normale Einheitsvektor errechnet sich aus:

$$\vec{n} = \frac{\vec{x}_1 - \vec{x}_2}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|} \quad (3.13)$$

Dabei werden nicht nur Stöße zwischen den Partikeln über das Feder-Dämpfer-Modell berechnet, sondern auch die Stöße zwischen Partikeln und den Geometriewänden. Dabei wird ein Kontakt zwischen Partikel und Wand nur als Feder-Dämpfer-Kontakt betrachtet, wenn hierzu die Randbedingung der Wand im Löser auf Reflektion gesetzt wurde.

Um die nötige Zeitschrittgröße zu berechnen, ist es wichtig, die kürzeste Dauer der Vorgänge in der Simulation berechnen zu können. Diese kürzeste Dauer wird durch die Stoßzeit t_S gegeben. Für das Feder-Dämpfer-Modell kann diese durch Gl. 2.7 berechnet werden. Diese Formel impliziert, dass die zu wählende Zeitschrittgröße abhängig ist von der Federkonstanten, der Dämpfung beim Stoß und der effektiven Partikelmasse. Dabei haben viele Aerosole typischerweise Partikel mit Durchmessern von $< 1 \mu\text{m}$ (siehe Abb. 1.1) und eine große Federsteifigkeit, wodurch es zu kurzen Stoßzeiten ($1 \times 10^{-9} \text{ s}$) kommt.

Um deren Dynamik zu berechnen, ist es zunächst nötig, die Federsteifigkeit \hat{D} zu bestimmen. Hierzu würde sich ein Versuch eignen, aus dessen Ergebnis mit der Annahme eines Hertzschen Kontaktes mit den Gln. 2.22 und 2.23 diese Konstanten bestimmt werden könnten. Hier wurde die Federsteifigkeit über die Annahme eines Hertzschen Kontaktes aus dem Elastizitätsmodul E^* berechnet (siehe Gl. 2.21). Das Elastizitätsmodul von Glas wird in der Literatur mit $E = 6 \times 10^{10} \text{ N m}^{-2}$ von [Becker (2010)] angegeben. Daraus ergibt sich für ein Partikel ($x_P = 10 \mu\text{m}$) eine Federsteifigkeit $\hat{D} = 848 \text{ kN m}^{-1}$ und somit eine Stoßzeit $t_S = 1,1 \text{ ns}$. Da für eine korrekte Auflösung des Stoßes diese Zeitschrittgröße noch einmal ungefähr 20 mal kleiner sein sollte, würden sich extrem kurze Zeitschrittgrößen ergeben.

Bei den in dieser Arbeit betrachteten Anwendungen wird die physikalische Gesamtdauer der Berechnung definiert durch die Dauer der Erzeugung der Strömung durch den Inhalator. Diese wiederum wird durch den Patienten definiert und kann typischerweise zwischen wenigen Sekunden und einigen Minuten dauern. Doch selbst für die Berechnung von nur 1 s wären dann $n_t = 1,8 \times 10^{10}$ Zeitschritte notwendig. Dabei muss in dieser Zeit eine große Pulvermenge betrachtet werden, die für typische Inhalatoren weit über 10×10^6 Partikel betragen kann. Dadurch wird der Rechenaufwand gerade bei hohen Pulverdichten mit vielen Partikelkontakten sehr hoch und die Berechnung eines Zeitschrittes kann sehr lange andauern. Durch die dann noch große Anzahl von nötigen Rechenschritten, kann die Dauer der nötigen Gesamtrechnenzeit sehr stark ansteigen. Da dieser Rechenaufwand nicht zu bewältigen wäre, wurden in dieser Arbeit verschiedene Ansätze verwendet.

Neben der bereits angesprochenen Parallelisierung der Berechnung sollte zum einen der Rechenaufwand reduziert werden. Eine Möglichkeit hierzu ist die Reduzierung der Anzahl der zu untersuchenden Partikel, wobei diese Reduzierung die physikalischen Vorgänge im System nicht stören sollte. Hierzu sind verschiedene Ansätze möglich, die entsprechend dem jeweils betrachteten System verwendet werden können. Ein in dieser Arbeit häufig gewählter Ansatz, ist die Verkleinerung des Netzes, so dass Partikel eingespart werden können. Dabei werden auf den äußeren Flächen des Netzes (Wände) verschiedene Randbedingungen vorgegeben. Neben einfachen Bedingungen, wie einer reflektierenden Wand, können auch Spiegelsymmetriebedingungen definiert werden, die viele Vereinfachungen ermöglichen.

Ein weiterer Ansatz ist die Reduzierung der zu berechnenden Anzahl an Zeitschritten. Da aber die zu berechnende Zeit eine nicht veränderbare Größe darstellt, ist es notwendig die Zeitschrittgröße zu verändern. Dies ist allerdings nur möglich durch eine Vergrößerung der Stoßzeit, um die Stöße mit einer ausreichenden Schrittzahl auflösen zu können. Um dies zu erreichen wird die Federkonstante reduziert, so dass sie nicht mehr auf der physikalischen Grundlage des Hertz'schen Kontaktes beruht. Dadurch kann es zu nicht realistischen Effekten aufgrund der größeren Kontaktzeit kommen. So wirken dadurch z. B. bei einem Stoß mit tangentialen Anteil auch die tangentialen Kräfte (wie z. B. Reibungskräfte) länger, als sie es in der Realität tun würden, was zu einem stärkeren Abbremsen der Bewegung und des Drehmoments von einem auf das andere Partikel bedeutet. Dadurch geht in diesem Fall mehr kinetische Energie als in der Realität verloren.

Anders ist dies aber für den Fall eines dauerhaften Kontaktes, wie z. B. in einer Schüttung oder einem Agglomerat. Hier ist die Kontaktzeit relativ lang, da die Partikel sich aufgrund der Erdbeschleunigung und der Adhäsionskraft lange berühren. In diesem Fall ist die eigentliche, reale Stoßzeit, die ein solcher Partikelkontakt hat, nicht mehr von Bedeutung, da auch in der Realität alle Kontaktkräfte längere Zeit wirken. Dabei kann es jedoch auch in diesem Fall zu kleinen Abweichungen von der Realität kommen, da die reduzierte Federkonstante zu einer geringeren Federkraft führt. Dadurch werden die Adhäsionskraft oder die Gravitationskraft, die die Partikel aufeinander drücken, relativ zur Federkraft betrachtet, größer. Dies führt zu einer größeren Überlappung der Partikel, so dass es gerade bei kleinen Partikeln zu einer vollständigen Überlappung mit Größeren kommen kann. Dies kann Auswirkungen auf das Ergebnis der Simulation haben. Um diesen Effekt zu umgehen, gibt es zum einen die Möglichkeit, die Breite der simulierten Größenverteilung zu beschränken, gerade wenn die Anzahl der kleinen Partikel relativ gering ist. Die andere Möglichkeit besteht darin, die Federsteifigkeit zu erhöhen und die Zeitschrittgröße zu verringern, bis ein solches Mittelmaß gefunden wurde, dass die Partikelüberlagerung eine sinnvolle Größe erreicht.

Bei den hier gezeigten Experimenten wurden hauptsächlich die Partikeltrajektorien bei der Dispergierung von Schüttung oder in Agglomeraten betrachtet. In diesen Fällen sind die Stoßzeiten von keiner größeren Bedeutung und die Federsteifigkeiten können reduziert werden. Trotzdem kommt es in diesen Berechnungen auch sicherlich zu direkten Stößen zwischen den Partikeln (z. B. der Stoß eines Partikels mit der Oberfläche der Schüttung). Da diese aber vermutlich selten auftreten, gilt es zu überprüfen, wie stark sie das Ergebnis beeinflussen. Zur Reduzierung der Federsteifigkeit können dann in der Weiterentwicklung des Löser zwei verschiedene Ansätze gewählt werden.

Im ersten Ansatz wird eine konstante Federsteifigkeit gewählt. Anschließend muss der Benutzer damit unter der Annahme einer maximal auftretenden Geschwindigkeit die kürzest mögliche Stoßzeit berechnen, auf Basis derer die Zeitschrittgröße im Löser zu definieren ist. Die zweite Möglichkeit zur Definition der Zeitschrittgröße und Federsteifigkeit kann über die Definition der Modellerweiterung hinzugeschaltet werden. Hierbei verwendet der Löser eine Zeitschritt-abhängige Federkonstante. Dazu definiert der Benutzer eine möglichst kurze Zeitschrittgröße, so dass ein Partikelkontakt bei der maximal auftretenden Relativgeschwindigkeit noch innerhalb eines Zeitschrittes gefunden werden kann. Anschließend kann die Berechnung gestartet werden, wobei im Fall einer Partikelüberlappung der Löser die für diesen Stoß notwendige Federkonstante berechnet, um die definierte Zeitschrittgröße einhalten zu können. Hierzu verwendet er die Gln. 3.12 und 2.7.

Hierbei muss der Benutzer gewährleisten, dass der Löser den Partikelkontakt zwischen den einzelnen Zeitschritten detektieren kann, wozu der Kontakt eines Stoßes in mindestens einem Zeitschritt auftreten muss, da sonst kein Stoß detektiert werden könnte. Diese Betrachtung ergibt dann die maximale Zeitschrittgröße, die bei der genannten Vereinfachung eingehalten werden muss. Haben die Partikel die Relativgeschwindigkeit Δv_R zueinander, so bewegen sie sich innerhalb eines Zeitschrittes um die Strecke x_R aufeinander zu:

$$x_R = v_R \cdot \Delta t$$

Ist diese Strecke in der Größenordnung oder größer als die Durchmesser der Partikel, so würden die Partikel innerhalb eines Zeitschrittes durch einander hindurch springen oder es käme zu einer riesigen Überlappung. Beide Effekte sind nicht realistisch. Sie werden umgangen, indem die Strecke s_R um einen Bruchteil c_R kleiner gewählt wird als der kleinste Partikeldurchmesser x_{min} im System. Damit ergibt sich die maximale Zeitschrittgröße zu:

$$\Delta t \leq \frac{x_{min}}{v_R c_R} \quad (3.14)$$

Zur Berechnung dieser Größe muss die maximale Relativgeschwindigkeit, die auftreten kann, abgeschätzt werden. Nach der Simulation ist zu prüfen, ob dieser abgeschätzte Wert nicht überschritten wird.

Um die Implementierung des normalen Partikelkontaktes überprüfen zu können, wurden einfache Simulationen durchgeführt, die den normalen Stoß zwischen einem oder mehreren Partikeln und einer planaren Wand zeigen. Diese auf den wesentlichen normalen Stoß reduzierte Bewegung kann leicht mit dem wahren Stoß verglichen werden, wie er durch den Hertzschen Kontakt berechnet werden kann.

Hierzu wurden die Partikel zunächst in einem quadratischen Volumen initialisiert, wobei Startort und -geschwindigkeit manuell gesetzt wurden. Die Partikel wurden als Glaspartikel implementiert (siehe Tab. 3.1). Dabei wurde die Betragsgeschwindigkeit der Partikel auf $v = 0,1 \text{ m s}^{-1}$ und deren Durchmesser auf $x = 1 \mu\text{m}$ oder $x = 40 \mu\text{m}$ gewählt. Um den Stoß mit einer endlichen Auflösung berechnen zu können, wurde die Federkonstante auf $D = 1 \text{ N m}$ gesetzt. Die Dämpfungskonstante wurde zwischen den verschiedenen Simulationen variiert. Die Zeitschrittgröße $\Delta t = 1 \times 10^{-8} \text{ s}$ wurde etwas kleiner gewählt, als sie durch die Bedingung aus Gl. 3.14 gegeben ist. Dadurch sollte eine möglichst gute Auflösung erreicht werden. Zudem wurden keine Auftriebs- oder Strömungskräfte betrachtet, so dass sich die Partikel abgesehen vom Wandkontakt kräftefrei bewegen konnten. Während der Simulation wurden Bilder der Bewegung der Partikel aufgenommen. Zudem wurden die Partikelpositionen und -geschwindigkeiten während der gesamten Berechnungszeit in mehrere Textdateien abgelegt, die anschließend zur weiteren Auswertung in eine Datenbank überführt werden konnten.

Diese Simulation wurde zunächst durchgeführt ohne einen Dämpfer beim Stoß. Hierzu wurde die Stoßzahl $k = 1$ gewählt. Zudem sollte auch der Stoß mit einem Dämpfer untersucht werden, indem die Stoßzahl $k = 0,25$ gesetzt wurde. Durch die Wahl verschiedener Partikelkombinationen konnte zudem auch untersucht werden, ob nicht nur der Stoß mit den Wänden, sondern auch zwischen den Partikeln korrekt berücksichtigt wird.

3.3.2.2 Tangentialer Partikelkontakt und Rotation

Wird durch den Suchalgorithmus ein Kontakt zweier Partikel detektiert, so wird zunächst die normale Komponente der Relativgeschwindigkeit ermittelt durch die Berechnung der Gln. 3.13. Besitzt die Relativgeschwindigkeit zwischen beiden Stoßpartnern eine tangential Komponente, so müssen im Kontakt die Reibungskräfte berücksichtigt werden. Die tangential Relativgeschwindigkeit kann durch die Relativgeschwindigkeit \vec{v}_R berechnet werden:

$$\vec{v}_t = \vec{v}_R - \vec{n} (\vec{n} \cdot \vec{v}_R)$$

Der tangential Normalenvektor \vec{t} des Stoßes berechnet sich über $\vec{t} = \vec{v}_t / |\vec{v}_t|$. Entlang dieses Vektors können im Partikelkontakt unterschiedliche Kräfte wirken, die die Partikeldynamik beeinflussen. Neben den tangentialen Bewegungen, die durch Rotationen und Drehmomente der Partikel entstehen, werden in diesem Kapitel auch die Reibungskräfte näher betrachtet.

Um das Rollen der Partikel richtig erfassen zu können, ist es zunächst notwendig die Rotation der Partikel richtig zu erfassen. Um dies zu gewährleisten, muss der Löser einen Rotationsvektor und dessen Veränderung durch wirkende Drehmomente berücksichtigen, weshalb das System für jedes Partikel drei weitere Freiheitsgrade erhalten muss. Hierzu wurden für jedes Partikel im Löser weitere Speicherbereiche allokiert, so dass ein dreidimensional (3-d) Rotationsvektor $\vec{\omega}$ darin abgespeichert werden kann. Bewegt sich das Partikel durch einen freien Raum wirken keine Drehmomente und der Löser hält den Rotationsvektor konstant. Erst wenn ein Drehmoment auf das Partikel wirkt, berechnet der Löser die daraus resultierende Änderung des Drehimpulses \vec{L} und damit auch die des Rotationsvektors. Solche Drehmomente können durch Scherströmungen oder andere Partikel hervorgerufen werden.

Um die Änderung durch ein Drehmoment richtig berechnen zu können, muss der Löser das Trägheitsmoment I der Partikel berechnen. Für ein sphärisches Partikel, das um seinen Schwerpunkt rotiert, kann

dieses bestimmt werden mit Gl. 2.53. Eine Ausnahme stellt das Rollen der Partikel dar. Für einen solchen Fall verschiebt sich die Position der Rotationsachse auf den Kontaktpunkt der Partikel. Eine solche Verschiebung kann über den Satz von Steiner (siehe Gl. 2.54) berücksichtigt werden. Der Kontaktpunkt hat dabei den Abstand des Partikelradius r zum Schwerpunkt:

$$I_A = I_S + m \cdot a = \frac{2}{5} m r^2 + m \cdot r^2 = \frac{7}{5} m r^2$$

Dabei wurden verschiedene Drehmomente in der Simulation realisiert, die durch Scherkräfte auf die Partikel entstehen. Eine solche Scherkraft entsteht innerhalb einer Scherströmung, wie z. B. in einer Düsenströmung. Um dieses Drehmoment erfassen zu können, wird im Löser ein Drehmoment berechnet, das auf die Kräfte des umströmenden Fluids zurück geht. Dazu benötigt der Löser die Scherrate des Fluids, die durch die Berechnung der Fluidodynamik im gleichen Zeitschritt bekannt ist.

Auch wenn sich ein Partikel in der direkten Umgebung eines anderen Partikels befindet, kommt es durch die Umströmung des Ersten zu einer Scherströmung am zweiten Partikel, die ein Drehmoment hervorruft. Da der Löser aber davon ausgeht, dass die Partikel punktförmig sind und somit keine Ausdehnung besitzen, beeinflusst er die Strömung des Fluids an dieser Stelle nicht, so dass es nicht zur Ausbildung einer Scherströmung kommt. Um dieses fehlende Drehmoment aber trotzdem erfassen zu können, benutzt der Löser die im Kapitel 3.3.3.2 erwähnten Ergebnisse der Vorsimulation einer Partikelumströmung und berechnet daraus das wirkende Drehmoment.

Zudem können solche Scherkräfte wirken, wenn das Partikel einen Kontakt mit einem anderen Partikel oder einer Oberfläche aufweist. Wird dann eine Kraft auf das Partikel ausgeübt, kann sie als Drehmoment angesehen werden, durch die das Partikel zu rollen beginnt. Auch diese Drehmomente können korrekt erfasst werden, wenn der Vorgang des Partikelrollens richtig berücksichtigt wird. Denn beim Rollen wirkt ein zusätzliches Drehmoment auf die Partikel aufgrund der Rollreibung, das die Rotation und damit auch das Rollen abbremst.

Nach der Berechnung aller genannten Drehmomente wird vom Löser das Gesamtdrehmoment \vec{M}_G berechnet und über das Trägheitsmoment auf eine Winkelbeschleunigung $\vec{\omega} = \vec{M}_G/I$ des jeweiligen Partikels geschlossen. Aus dieser Winkelbeschleunigung kann dann über die Zeitschrittgröße Δt auf die resultierende Winkelgeschwindigkeit des nächsten Zeitschrittes $\vec{\omega}(t + \Delta t)$ geschlossen werden:

$$\vec{\omega}(t + \Delta t) = \vec{\omega}(t) + \vec{\omega}'(t) \cdot \Delta t$$

Das zuvor angesprochene Rollen stellt dabei wie das Gleiten der Partikel eine Bewegung in tangentialer Richtung zum Kontakt dar, so dass beide Bewegungsvorgänge miteinander konkurrieren. Um eine sinnvolle Simulation der Partikelrotation zu ermöglichen, ist es zwingend notwendig, das Rollen und Gleiten korrekt zu berechnen.

Um die Reibung bei einer tangentialen Bewegung zweier Kontaktpartner in der Simulation richtig zu beschreiben, wurden verschiedene Reibungskoeffizienten definiert. Zunächst wurden dazu die einfachen Haft- μ_H und Gleitreibungskoeffizienten μ_G eingeführt, die nach der Vorstellung des Coulomb'schen Reibungsgesetzes (siehe Kap. 2.2.1) jeweils für ruhende (haftende) und bewegte (gleitende) Partikel ausgewählt werden können. Bei einer genaueren Betrachtung der elastischen Reibung in Kap. 2.2.3 hat sich aber gezeigt, dass es einen Übergang zwischen Gleit- und Haftreibung gibt (Stick-Slip-Bewegung). Hier ist die Annahme eines geschwindigkeitsabhängigen Reibungskoeffizienten sinnvoller. Ein solcher Reibungskoeffizient wird im viskosen Reibungsmodell verwendet (siehe Kap. 2.2.4) und erfordert die Definition einer Reibungsfunktion in Abhängigkeit der tangentialen Relativgeschwindigkeit \dot{y} . Doch statt der in diesem Kapitel theoretisch hergeleiteten Funktion aus Gl. 2.50, sollte hier eine Funktion verwendet werden, wie sie sich bei Messungen an makroskopischen Objekten zeigt. Hierzu wurde die von [Bergmann u. a. 1998] gezeigte Abhängigkeit über eine Funktion nach [Becker u. a. 2009b] parametrisiert:

$$\mu(v) = \mu_G + (\mu_H - \mu_G) e^{-p_2 \dot{y}} + \frac{\mu_\infty - \mu_G}{1 + \exp\left(\frac{v_\infty - \dot{y}}{p_1}\right)}$$

Hierbei beschreiben die Parameter p_1 , p_2 und v_∞ die Übergänge des Reibungskoeffizienten in Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit. Das Ergebnis dieser Funktion ist in Abb. 2.12 zu sehen.

Neben diesen Kräften kann es durch das Zulassen der Partikelrotation noch zu weiteren Reibungskräften kommen, die ein Drehmoment auf die Partikelrotation erzeugen und damit diese abbremmen. Hierzu wurde der Rollreibungskoeffizient μ_R und der Twist-Reibungskoeffizient μ_T eingeführt, die zwei verschiedene

Rotationsreibungen und die daraus resultierenden Drehmomente erfassen. Dabei kann ein Rollen durch den tangential zur Kontaktfläche stehenden Anteil des Rotationsvektors entstehen. Ein Twisten entsteht durch einen normalen Anteil. Die Reibungskräfte berechnen sich dann aus:

$$F_R = \mu(\dot{y}) \cdot F_N \quad (3.15)$$

$$M_R = \mu_{R/T} \cdot F_N \quad (3.16)$$

Die Reibung ist proportional zur Normalkraft F_N , die definiert ist als die Kraft normal zur Partikelfläche. Somit ergibt sich diese aus der berechneten Feder-/Dämpferkraft.

Bei dieser Betrachtung wird deutlich, dass es für ein Partikel nur zwei tangentiale Bewegungsformen auf einer Oberfläche gibt, das Rollen und das Gleiten. Zur Beschreibung der Partikeldynamik ist es also entscheidend, unterscheiden zu können, welche Bewegung das Partikel nun ausführen wird. Anschließend können für das Rollen und Twisten ein Reibungsdrehmoment (Gl. 3.16) und für das Gleiten und Haften eine Reibungskraft (Gl. 3.15) angesetzt werden.

Um nun eine Abtrennung zwischen diesen Vorgängen zu definieren, ist es sinnvoll, einen Partikelkontakt mit einer Ebene zu betrachten. Befindet sich das Partikel in absoluter Ruhe auf der Fläche, so verändert sich weder die Position des Schwerpunktes noch die des Kontaktpunktes, weshalb das Partikel haftet. Würde auf dieses Partikel ein geringes Drehmoment wirken, so beginnt es zu rollen. Hierbei bewegt sich die Position des Schwerpunktes vorwärts (siehe Gl. 2.57), wobei aber die Oberflächengeschwindigkeit der Kugel im Kontaktpunkt gleich der relativen Geschwindigkeit der Ebene bleibt. Die relative Geschwindigkeit ergibt sich durch die Fortbewegung des Partikelschwerpunktes mit der Schwerpunktsgeschwindigkeit, so dass die relative Oberflächengeschwindigkeit zwischen dem Partikel und der Ebene null ist. Daraus lässt sich die Rollbedingung ableiten. Hierzu eignet sich eine Betrachtung des Systems, in dem der Partikelschwerpunkt ruht. Dann bewegt sich die Oberfläche der Ebene mit der Rollgeschwindigkeit aus Gl. 2.57. Da in diesem System das Partikel selbst ruht, bewegt sich die Oberfläche der Partikelkugel mit $\vec{y}_O = \vec{\omega} \times \vec{r}$. Dies kann aber in diesem Fall vereinfacht werden zu $y_0 = \omega r$, was genau der Bewegungsgeschwindigkeit der Oberfläche entspricht. Die Rollbewegung ist somit erfüllt. Kommt es zwischen zwei Partikeln zu einem Kontakt, gilt für deren Rotationsvektoren ω_1 und ω_2 eine Rollbedingung von:

$$\vec{v}_1 + \vec{\omega}_1 \times \vec{r}_1 = \vec{v}_2 + \vec{\omega}_2 \times \vec{r}_2$$

Ist diese erfüllt, rollen beide Partikel aufeinander [Kuhn und Bagi]. Ist die relative Oberflächengeschwindigkeit des Partikels auf der Ebene ungleich null, so bewegen sich die Oberflächen gegeneinander. Diese relative Oberflächenbewegung stellt ein Gleiten dar. Das Partikel gleitet nun, wodurch dessen tangentiale Geschwindigkeit durch die Gleitreibung reduziert wird. Es wird hierbei das viskose Reibungsmodell verwendet.

Im viskosen Reibungsmodell wurde in Abb. 2.13 bemerkt, dass die Partikel niemals in Ruhe gelangen können. Der Grund liegt darin, dass in diesem Modell der Betrag der Reibungskraft nie so klein werden kann, dass die Ruhelage erreicht wird und es stattdessen zu einem Schwingungsverhalten der Partikel kommt. Um nun solche Schwingungen zu verhindern, wurde eine minimale relative Grenzgeschwindigkeit definiert, unterhalb derer die einfache Gleitkraft nicht mehr verwendet wurde. Stattdessen musste eine neue, nicht reale Kraft implementiert werden, die vom Löser so berechnet wird, dass das entsprechende Partikel im nächsten Zeitschritt entweder rollt oder in seiner Ruhelage haftet. Bei ersten Vorbetrachtungen dieser Problematik hat sich gezeigt, dass es sinnvoll ist, die definierte relative Grenzgeschwindigkeit $v_{t,G}$ in Abhängigkeit des kleinsten in der Simulation vorkommenden Partikeldurchmessers zu betrachten. Daher wird die Grenzgeschwindigkeit individuell für jede Simulation definiert über:

$$v_{t,G} = \frac{x_{min}}{10^4 \Delta t}$$

Ist nun die relative Oberflächengeschwindigkeit zweier Partikel oder eines Partikel auf einer Ebene zu Beginn jedes Zeitschrittes größer als diese Geschwindigkeit, so wird während der Berechnung im folgenden Zeitschritt das Gleiten betrachtet. Ist die Geschwindigkeit kleiner, wird der Kontakt auf Haften oder Rollen geprüft. Anschließend werden neben der Berechnung der Reibungskraft und des Reibungsdrehmoments auch alle weiteren Kräfte auf das Partikel berechnet. Anschließend muss erneut geprüft werden, ob sich durch die Ausführung und Berechnung dieses Zeitschrittes die Dynamik der Partikel ändern würde, so dass hier speziellere Reibungskräfte (Abbremsen zur Ruhelage) betrachtet werden müssten. Hier sind verschiedene Veränderungen der Partikelbewegung denkbar, wie der Übergang der Partikelbewegung vom Gleiten zum

Haften oder Rollen. Dann dürfte, wie bereits beschrieben, auch nicht die berechnete Gleitreibung wirken, da sonst das Partikel zu schwingen beginnt. Stattdessen muss hier eine reduzierte Reibungskraft berechnet werden, die nach Berücksichtigung aller weiteren Kräfte das Partikel bis zum Rollen oder Haften abbremst.

Ähnliche Effekte, wie das zuvor beschriebene Schwingungsverhalten der Partikel im viskosen Reibungsmodell, können auch im Fall der Rollreibung beobachtet werden, wenn diese, wie in dem hier betrachteten Fall, an ein festes Reibungsdrehmoment gekoppelt ist. Denn durch das feste Reibungsdrehmoment kommt es zur Wirkung eines zu großen Drehmoments, so dass sich die Rotationsrichtung umdreht und eine Schwingung entsteht. In einem solchen Fall muss der Löser das wirkende Drehmoment so verändern, dass die Rotation zur Ruhe kommt. Außerdem kann das Partikel durch die anderen wirkenden Kräfte so stark beschleunigt werden, dass es aus der Rollbewegung zu gleiten beginnt. Da diese Veränderung der Bewegungsform des Partikels erst nach der Berechnung aller wirkenden Kräfte untersucht werden kann, muss die Veränderung der Reibungskräfte erst kurz vor Abschluss der Berechnung der Zeitschritte berechnet werden.

Dieser relativ komplizierte Ansatz zur Berechnung der tangentialen Bewegungsformen im Partikelkontakt wurde gewählt, da er sich gut an die durch den Löser gegebenen Bedingungen anpassen lässt. Eine weitere Möglichkeit der Realisierung der Reibungs-, Rotations- und Rollbewegung ist sicherlich die Wahl eines Feder-Dämpfer-Modells (Kap. 2.2.4 und 2.3.3).

Um das so entwickelte Reibungs- und Rotationsmodell überprüfen zu können, wurden ein Experiment und eine Simulation entwickelt, in der eine Pulvermenge in einer rotierenden Trommel beobachtet wurde. In Abhängigkeit der Rotationsgeschwindigkeit und Materialeigenschaften kommt es bei der Bewegung in der Trommel zu den Effekten der Haft-, Gleit- und Rollreibung. Der Aufbau dieses Experiments ist schematisch in Abb. 3.17a zu sehen. Um dabei die Bewegung der Partikel in der Trommel verfolgen zu können, wurden farbige Partikel in die Trommel eingebracht. Da allerdings die Trommel im Experiment einen relativ großen Durchmesser aufwies, um eine sinnvolle Beobachtung der Bewegung zu ermöglichen, hätte in der Simulation die Bewegung einer sehr großen Anzahl von Partikel berechnet werden müssen. Da dies nicht möglich war, musste die Simulation mit einer verkleinerten Trommel durchgeführt werden. Hierdurch war eine absolute Vergleichbarkeit des Experiments und der Simulation nicht mehr gegeben. Hierzu müsste der experimentelle Trommeldurchmesser an den simulierten angepasst werden. Zudem hat sich im Experiment gezeigt, dass es in der Trommel zur Ausbildung von Lawinen kommt, die zum Teil nur stochastisch beschrieben werden können. Dadurch hätte die weitere Versuchsdurchführung und -auswertung dieses Trommelexperiments den zeitlichen Rahmen dieser Arbeit gesprengt. Stattdessen soll an dieser Stelle ein qualitativer Vergleich der Ergebnisse des Experiments und der Simulation genügen. Dabei wurde in [Becker u. a. 2011; Kröger u. a. 2012] die Bewegungsform der Partikel miteinander verglichen und Gemeinsamkeiten festgestellt, so dass erste Übereinstimmungen des Modells mit dem Experiment festgestellt werden konnten.

Die Abb. 3.17c und 3.17d zeigen hier zwei beispielhafte Zustände, die in Experimenten und Simulationen beobachtet wurden. Die Simulation zeigt die Trommel bei einer Rotationsgeschwindigkeit von $\omega_T = 98 \text{ s}^{-1}$, die mit $2,57 \times 10^4$ Glaspartikel gefüllt wurden. Hierzu wurden alle nötigen Eigenschaften des Glaspulvers an den Löser übergeben (siehe Abb. 3.17b). Die Farben der Partikel zeigen die Geschwindigkeit der Partikel. Ein Vergleich der Bilder zeigt, dass es in der Simulation und im Experiment in gleichen Regionen der Trommel zu größeren Partikelgeschwindigkeiten gekommen ist. Hierzu gehören die äußersten Trommelgebiete und die Bereiche, in denen es zur Lawinenbildung kommt. Weitere detailliertere Überprüfungen der Simulation sind aber notwendig, um eine quantitative Bestätigung zu erhalten. Da bei der Berechnung dieser Simulation noch eine ältere Version des Löses verwendet wurde, konnte der Popcorn-Effekt beobachtet werden.

Partikelmodellierung für hohe Dichten

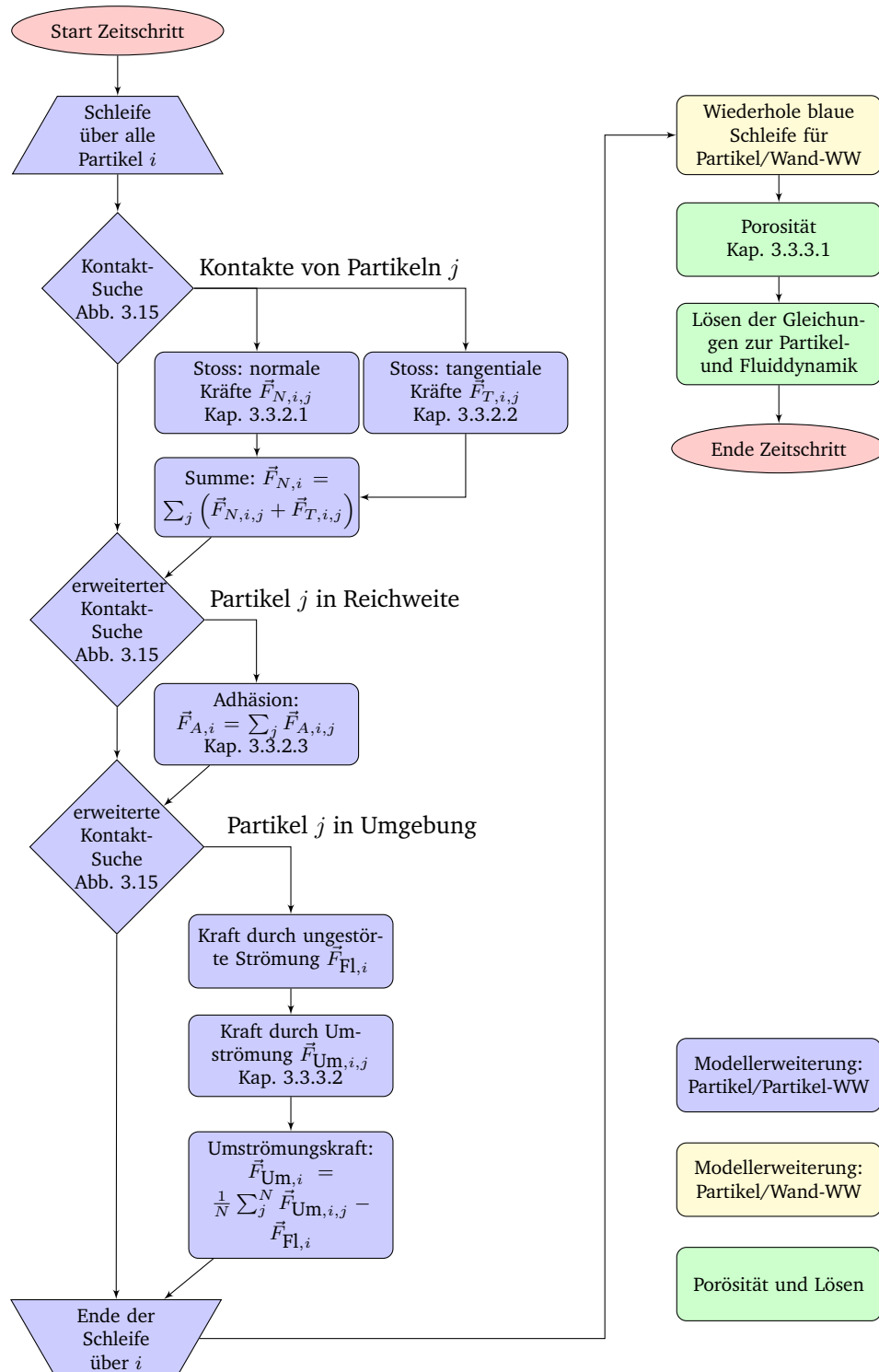
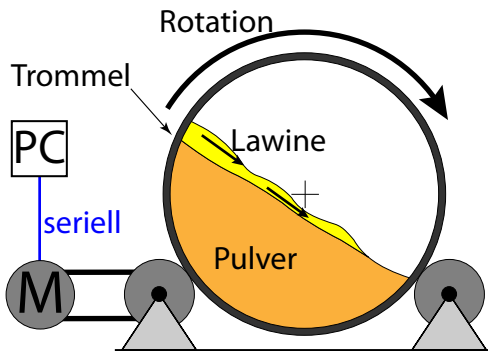
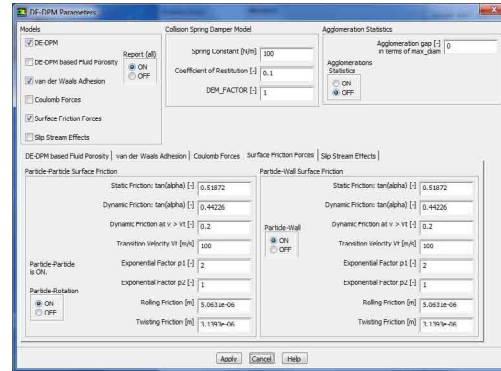


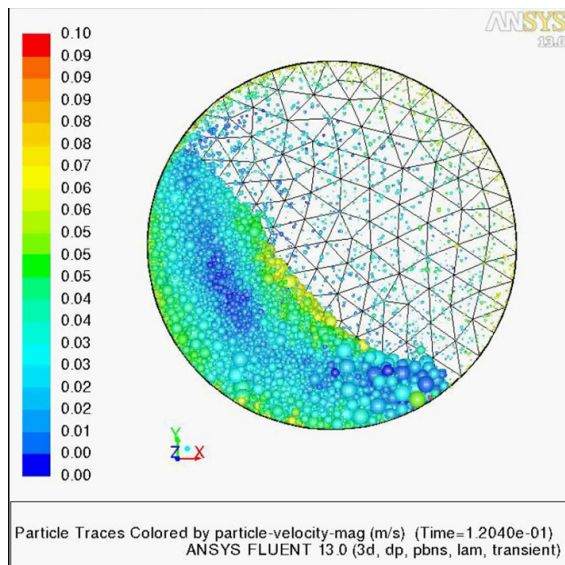
Abbildung 3.16: Schematisches Flussdiagramm des Bechnungsablaufes eines Zeitschrittes, wie er bei den Simulationen mit der Partikelmodellerweiterung verwendet wurde (Abkürzung WW: Wechselwirkung).



(a) Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus einer rotierenden Trommel, die mit dem zu untersuchenden Pulver gefüllt ist. Sie kann über einen Computer gesteuerten Motor in Rotation versetzt werden. Dem Pulver wurden schwarze Sandpartikel untergemischt, um die Pulverbewegung beobachten zu können.



(b) Im Löser wurden alle Eigenschaften des Glaspulvers gesetzt, wie sie in den vorangegangenen Experimenten bestimmt wurden.



(c) Ergebnis der Simulation der rotierenden Trommel ($d_T = 1,25 \text{ mm}$, $h_T = 0,65 \text{ mm}$, $\omega_T = 98 \text{ s}^{-1}$, $N = 2,5711 \times 10^4$). Die Farbe der Partikel zeigt die Partikelgeschwindigkeit.



(d) Im Experiment verwendete rotierende Trommel ($d_T = 82 \text{ mm}$, $\omega_T = 26,2 \text{ s}^{-1}$) gefüllt mit Glaspulver.

Abbildung 3.17: Qualitative Überprüfung des gewählten Reibungs- und Rotationsmodells durch die Experimente an einer rotierenden Trommel.

3.3.2.3 Adhäsion

Gerade bei höheren Partikeldichten müssen außerdem die Adhäsionskräfte richtig berücksichtigt werden, da sie aufgrund der geringen Partikelabstände von großer Bedeutung sein können. So gründet z. B. gerade die Stabilität von Agglomeraten auf der gegenseitigen Anziehung durch die Adhäsion. Im Kapitel 2.4 wurden bereits viele verschiedene Kräfte vorgestellt, die für die in dieser Arbeit betrachteten Pulver von Bedeutung sind.

Ein Großteil der dort genannten Kräfte erzeugten Wechselwirkungen mit großer Reichweite von einem zu jedem anderen Partikel im betrachteten System. Dadurch entsteht ein erheblicher Rechenaufwand, da jede Adhäsionskraft von $N - 1$ Partikeln auf ein Partikel N mal berechnet würde. Gerade bei einer großen Anzahl von Partikeln kann so der Rechenaufwand auch für Systeme mit niedrigen Partikeldichten sehr hoch werden, so dass der gesamte Simulationsaufwand nur noch von der Berechnung der Adhäsion erzeugt wird.

Um dies zu vermeiden, ist es sinnvoll, die Kräfte etwas näher zu betrachten. Dabei fällt gerade bei der elektrostatischen (siehe Gl. 2.58) und der van-der-Waals Kraft (siehe Gln. 2.61 und 2.62) auf, dass sie mit steigendem Abstand a der Partikeloberflächen immer kleiner werden, bis sie soweit abgenommen haben, dass sie keinen effektiven Einfluss mehr auf die Partikeldynamik haben. Wenn dieser Abstand erreicht ist, ist es nicht mehr notwendig, die Adhäsion für dieses Partikel zu berechnen. Dann wird diese Berechnung nicht mehr durchgeführt, so dass sich der Rechenaufwand reduziert. Dazu ist es aber notwendig, vor der Berechnung der Adhäsionskräfte die Abstände der Partikel zu bestimmen und diese dann mit einem definierten Grenzabstand zu vergleichen. Anschließend kann über diesen Vergleich entschieden werden, ob mögliche Adhäsionskräfte numerisch berechnet werden müssen. Dabei muss dann allerdings der Partikelabstand bestimmt werden, was, wie zuvor beschrieben, einen erheblichen Rechenaufwand bedeutet.

Jedoch wurde bereits ein optimierter Kontakt-Suchalgorithmus implementiert, der so umgesetzt wurde, dass es möglich ist, die Partikeldurchmesser über einen Faktor zu vergrößern. Hierdurch können auch Partikel detektiert werden, die innerhalb eines Abstandes relativ zur ihren Durchmessern positioniert sind. Damit ist es nicht nur möglich Kontaktpartikel, sondern auch Partikel mit Abstand zu finden, die aber bei der Adhäsionsberechnung berücksichtigt werden sollten. Da der Such-Algorithmus einen geringeren Rechenaufwand benötigt als eine Abstandsberechnung, reduziert sich der Aufwand. Relevant ist dieser Ansatz für die elektrostatische und die van-der-Waals-Kraft, da beide Kräfte mit steigendem Partikelabstand schwächer werden. Dahingegen ist die Kapillarkraft eine Kraft, die nur wirken kann, so lange zwischen den Partikel eine Brücke der Flüssigkeit besteht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die elektrostatische und die van-der-Waals-Kraft in die Weiterentwicklung des Modells integriert. Auf eine Implementierung der Kapillarkraft wurde an dieser Stelle aus zeitlichen Gründen zunächst verzichtet, jedoch ist nach der theoretischen Betrachtung aus Kapitel 2.4.2 auch eine Implementierung dieser Kraft ohne weiteres möglich.

Zur Berechnung der elektrostatischen Kraft ist es wichtig, die Ladungen der Wechselwirkungspartner zu definieren, da diese direkt in die Rechnung einfließen. Da die hier betrachteten Pulver alle aus nicht leitenden Materialien zusammengesetzt sind und zunächst keinen Ladungsüberschuss aufweisen, können die Ladungen auf Partikeln nur durch die Reibung zwischen den Partikeln erzeugt werden. Dieser Effekt wird in der Triboelektrizität näher betrachtet (nach [Ireland (2010/3/10); Peter M. (2010/3/10)]). Kommt es bei einem Kontakt zur relativen tangentialen Bewegung und damit zur Reibung zwischen zwei Partikeln, so reiben sich die Ladungsträger von den Oberflächen ab. Dieser Prozess ist bedingt durch den Einfluss der Reibungskraft oberflächen- und damit materialabhängig. Da jedoch die Partikel nicht leitend sind, können die Ladungsträger sich nicht frei bewegen und sind somit unregelmäßig über die Partikeloberfläche verteilt. Daher müsste die genaue Position der Oberflächenladungsdichten vom Löser verarbeitet und gespeichert werden können. Zudem müssten dann auch Übergänge von Ladungsträgern zwischen sich berührenden Partikeln betrachtet werden. Dies ist natürlich für eine so große Partikelanzahl ohne großen Rechenaufwand nicht möglich.

Daher musste das System vereinfacht werden, wozu zunächst die Ladungsverteilung während der Simulation als zeitlich konstant betrachtet wurde. Dies bedeutet, es wurden keine triboelektrischen Effekte betrachtet. Stattdessen müssen die Partikel zu Beginn der Simulation mit einer definierten Ladung erzeugt werden. Diese Ladung wird dabei als homogene Oberflächenladung angesehen. Nur diese Ladungsverteilungen können einfach betrachtet werden, da sie geometrisch durch Kugelladungen berechnet werden können (siehe Gl. 2.58). Zur Berechnung der Kräfte zur nächstgelegenen Wand wurde Gl. 2.59 verwendet. Die in diesen Formeln definierte Anzahl an Ladungsträgern musste vor dem Start jeder numerischen Berechnung definiert werden. Hierzu konnten verschiedene Ladungsdefinitionen gewählt werden, die neben einer kon-

Tabelle 3.3: Literaturwerte der Hamaker-Konstante, die benötigt wurde zur Berechnung der van-der-Waals-Kraft der Partikel.

Material	$A_H[\zeta\text{J}]$	Literatur
Glas	62	[Butt u. a. 2010; Butt und Kappl 2010]
Keramik	145	[Butt u. a. 2010; Butt und Kappl 2010]
Laktose	70	[Finlay 2001 S. 233]

stanten Ladung für jede Partikelklasse auch statistische Ladungsverteilungen (Gleich- und Gaußverteilung) erzeugen können.

Neben der elektrostatischen Kraft wurde noch die van-der-Waals-Kraft in die Erweiterung eingebaut. Hierzu wurden die Gln. 2.61 und 2.62 als weitere Kräfte implementiert. Dabei musste die Hamaker-Konstante A_H angegeben werden. Da die Bestimmung dieser Konstante nach [Claesson u. a. (1996/09/02)] sehr aufwendig über Kraftmessung am AFM erfolgen muss, wurde diese Konstante in der Literatur nachgeschlagen.

3.3.3 Die Partikel/Fluid-Wechselwirkung

In dem vorangegangenen Kapitel wurden Erweiterungen betrachtet, die notwendig wurden zur Betrachtung der Wechselwirkungen zwischen den Partikeln. Durch diese Erweiterungen wird es in der Simulation möglich, dass höhere Partikeldichten entstehen. Solch höhere Partikeldichten haben einen Einfluss auf die Strömung. Hierbei kann zwischen zwei Einflüssen unterschieden werden. Zum einen reduziert die Umströmung eines Partikels die Fluidgeschwindigkeit in seiner Umgebung. Zum anderen können sich die Partikel zu einem Pulverbett oder einer Schüttung auf sammeln. Kommt es dann zu einer Durchströmung der Schüttung, entsteht ein Druckabfall über der Schüttung. Diese Effekte müssen berücksichtigt werden und werden in den folgenden Kapiteln erläutert.

3.3.3.1 Durchströmung eines Pulverbetts

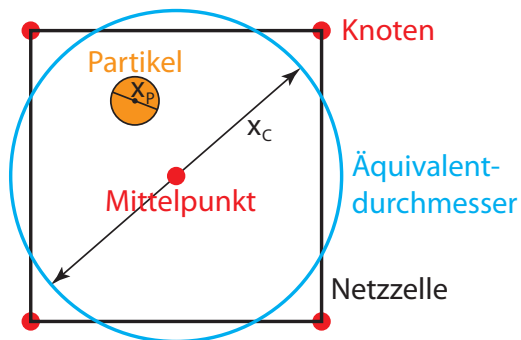
Kommt es zu einer Durchströmung eines Pulverbetts, so entsteht über dem Pulverbett ein Druckabfall des Fluids. Dieser Abfall kann durch ein poröses Medium beschrieben werden. Hierzu werden die Partikel in einer Netzzelle rechnerisch durch eine Porosität in dieser Zelle ersetzt. Dadurch kann dann der Druckverlust innerhalb jeder Zelle berechnet werden. Hierzu wurden verschiedene Modelle in den Löser integriert, wobei für alle Simulationen nur ein Modell verwendet wurde, das den Druckverlust über die Ergun-Gleichung berechnet. Hierzu verwendet der Löser die Gl. 2.70 und berechnet alle nötigen Größen, wie Reynoldszahl und Porosität aus dem Partikeldurchmesser und der Partikelanzahl.

Das Berechnen der Porosität jeder Zelle kann relativ einfach ausgeführt werden, falls die Partikeldurchmesser kleiner als die Netzzelle sind, in der sie sich befinden. Dies ist anders, wenn die Durchmesser eine ähnliche Größe haben wie die Zelle. Um diesen Fall zu finden, wird vom Löser der Volumen-äquivalente Durchmesser (Durchmesser einer Kugel mit gleichem Volumen) der Netzzelle berechnet. Dieser Durchmesser x_C wird anschließend mit dem des Partikels x_P verglichen. Wenn $x_P < 0,5 x_C$ (Fall 1), wird davon ausgegangen, dass das Partikel so groß ist, dass keine spezielle Betrachtung notwendig wird.

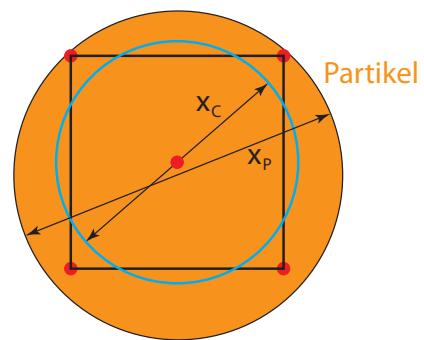
Ist das Partikel größer als die gesamte Zelle ($x_P > x_C$, Fall 2), ist es sinnvoll, das Partikelvolumen auf alle Zellenknoten zu verteilen, die vom Partikel berührt werden. Von dort aus wird es dann zur Berechnung der Porosität der angrenzenden Zellen weiterverwendet. Wenn ein Großteil des Partikels in der Zelle liegt ($0,5 x_C < x_P < x_C \cap a_{CP} > 0,75 x_P$ (Fall 3) mit a_{CP} (Differenz aus dem Äquivalentdurchmesser und dem Partikelabstand zum Zellenmittelpunkt), wird das Volumen des Partikels nur in die Netzzelle zur Porositätsbetrachtung betrachtet, in der sich das Partikel befindet. Ist das Partikel sehr dicht an der Zellwand ($0,5 x_C < x_P < x_C \cap a_{CP} < 0,75 x_P$, Fall 4), wird das Partikelvolumen auf die Netzzelle und alle Eckpunkte verteilt, deren Abstand zum Partikel kleiner ist als der Äquivalentdurchmesser. Bei der hier angesprochenen Verteilung der Partikelmasse, wird diese entsprechend dem normierten Abstand der Zellecken zur Partikelposition verteilt, so dass das Gesamtvolumen des Partikels erhalten bleibt. Diese Methode ermöglicht es, größere Partikel in die Porositätsrechnung mit einzubeziehen. Diese vier verschiedenen Fälle sind in Abb. 3.18 dargestellt.

Kommt es zwischen großen Partikeln zu einem Kontakt, kann dies dazu führen, dass beim Verteilen des Partikelvolumens auf die Eckpunkte nicht physikalisch sinnvolle Verhältnisse zwischen Partikel- zu Fluid-

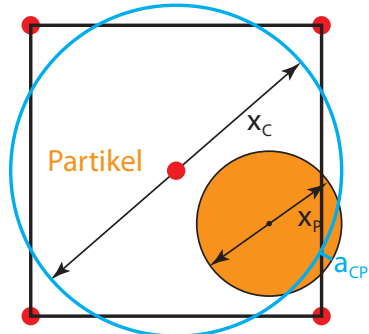
Fall 1:



Fall 2:



Fall 3:



Fall 4:

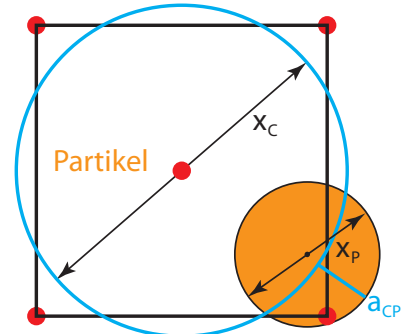


Abbildung 3.18: Die vier verschiedenen Fälle, die bei der Berechnung der Porosität von Partikeln in Netzgeometrien auftreten können. Fall 1: Partikel ist kleiner als die Zelle. / Fall 2: Partikel ist so groß, dass es alle Knotenpunkte berührt. / Fall 3: Der Großteil des Partikels liegt in der Netzzelle. / Fall 4: Ein Großteil des Partikels liegt außerhalb der Zelle.

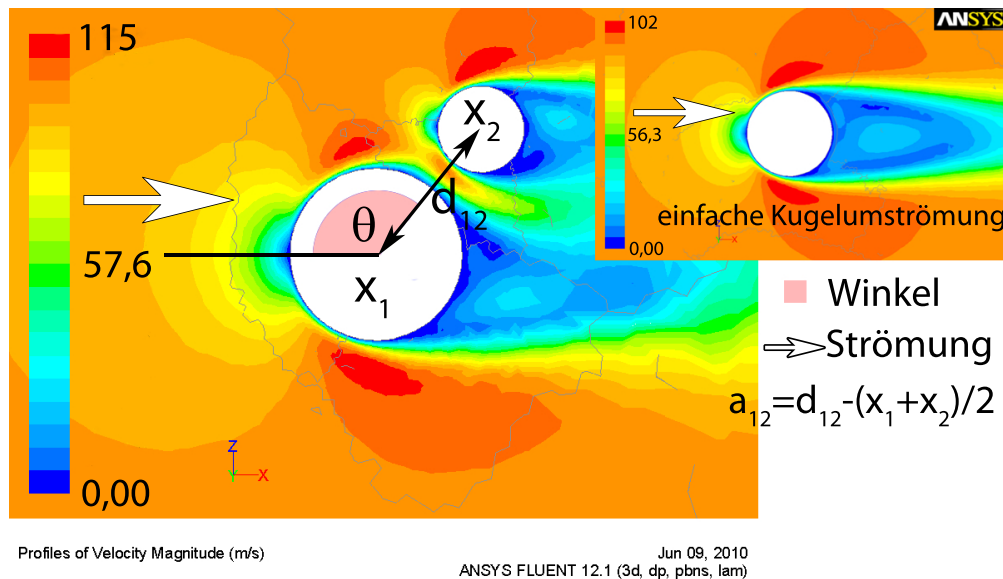


Abbildung 3.19: Vergleich der Umströmung eines und zweier Partikel. Oben rechts ist eine einfache Kugelumströmung gezeigt. Ein zweites Partikel in der direkten Umgebung dieses Partikels würde durch eine andere Fluidströmung angeströmt werden. Das Hauptbild zeigt die Umströmung zweier Partikel, die sich in direkter Nähe zueinander befinden. In den Diagrammen wird der Betrag der Fluidgeschwindigkeit durch die Farben dargestellt. Der weiße Pfeil zeigt die Strömungsrichtung.

Volumen berechnet werden. In einem solchen Fall ist die Lösung nicht berechenbar, so dass dann das zu groß bestimmte Volumen auf die benachbarten Zellen verteilt werden muss.

3.3.3.2 Umströmung eines Partikels

Das einfache DPM nimmt zur Berechnung der Fluidströmung an, dass die Partikel punktförmige Massen sind. Dadurch würde ein Partikel, welches im Raum festgehalten wird, kein Hindernis für die Strömung darstellen. Jedoch besitzen die Partikel in der Realität eine Ausdehnung, so dass ein Partikel die Strömung beeinflusst. Dabei kommt es auf der Partikeloberfläche zur Reibung des dynamischen Fluids, wodurch ein dünner Bereich auf der Oberfläche entsteht, an dem die Fluidgeschwindigkeit sehr gering ist. Dieser Bereich ist die Grenzschicht, die in Abhängigkeit der Anströmung unterschiedliche Dicken aufweist. Wird die Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Fluid immer größer, kommt es in Abhängigkeit der Partikelform zu einem Ablösen der Grenzschicht und Ausbildung eines Wirbels. Dabei entstehen auf der strömungsabgewandten Seite des Partikels Bereiche, in denen sich die Richtung der Fluidgeschwindigkeit drehen und auf das Partikel zeigen kann.

Der Effekt der Kugelumströmung kann über die Re -Zahl der umströmten Kugel charakterisiert werden. So kommt es bereits bei einer kleinen Reynoldszahl $Re > 40$ zu einem ersten Strömungsabriss an dem Partikel. Die Re -Zahl einer Kugel ist definiert über deren Durchmesser und der anströmenden Fluidgeschwindigkeit:

$$Re = \frac{\rho v x}{\eta}$$

Sitzt nun ein zweites Partikel in der Umgebung dieses Partikels, so sieht dieses aufgrund der Grenzschicht eine andere Fluidgeschwindigkeit. Diese ist geringer und kann sogar eine andere Richtung aufweisen, verglichen mit dem Fall, dass das erste Partikel keine Ausdehnung und somit keine Umströmung hätte. Hierdurch erfährt das Partikel eine reduzierte Kraft und wird weniger stark beschleunigt. Die Widerstandskraft reduziert sich, so dass z. B. Agglomerate stabiler werden. Daher ist es bei der Betrachtung von Agglomeraten und deren Stabilität bei der Bewegung in einem bewegten Fluid von großer Bedeutung, die Umströmung der Partikel richtig zu berücksichtigen.

Doch die Berechnung der Fluidgeschwindigkeit ist selbst für sphärische Objekte nicht einfach, da es sich dabei unter der Berücksichtigung der Symmetrie um ein zwei dimensionales Problem handelt, bei dem für

alle Orte um das Objekt die Fluidgeschwindigkeit betrachtet werden muss. Eine solche Umströmung eines beispielhaften $50\mu\text{m}$ Partikels ist in der Abb. 3.19 (kleine Graphik oben rechts) gezeigt. Folgt nun eine Betrachtung dieses Beispiels, in dem direkt das zweite, gleichgroße Partikel in die Umgebung des Ersten eingesetzt wird, so ist eine weitere Problematik zu erkennen (siehe Abb. 3.19). Das zusätzlich eingesetzte Partikel weist bei seiner Umströmung auch eine Grenzschicht auf, die sich auf das erste Partikel und somit auch auf dessen Umströmung auswirkt. Da sich somit beide Grenzschichten gegenseitig beeinflussen, ist eine einfache Berechnung der Widerstandskräfte auf beide Partikel nicht mehr ohne weiteres möglich und ein anderer Weg zur Bestimmung der Widerstandskraft muss gefunden werden.

Hierzu sind verschiedene Ansätze denkbar. Zunächst wäre es sinnvoll, den bereits implementierten CFD-Löser direkt zur Berechnung der wirkenden Kräfte zu nutzen. Dazu müssten zunächst über den Kontakt-Such-Algorithmus alle Partikelpaare gesucht werden, deren Abstand so gering ist, dass deren Umströmung einen Einfluss auf die wirkende Widerstandskraft hat. Anschließend müssten beide Partikel in eine neue Geometrie überführt werden, in der diese Partikel über die Wahl des Netzes als echte Kugeln ausgeformt sind. Hierbei können bereits erste Schwierigkeiten auftreten, falls die Partikel sich in einem sehr geringen Abstand befinden, so dass es notwendig wird, die Netzzellen zwischen beiden sehr klein zu wählen, um ein Netz mit ausreichender Qualität zu erhalten. Dadurch kann sich sowohl der Rechenaufwand zur Erstellung des Netzes, als auch der zur anschließenden Berechnung der Kräfte durch den Löser vergrößern. Da dies für jeden auftretenden Kontakt gemacht werden muss, erhöht sich der Simulationsaufwand erheblich, weshalb diese Methode nicht realisiert werden kann.

Um diese Problematik zu umgehen, ist es sinnvoller, die wirkenden Kräfte im Voraus zu berechnen. Dazu muss eine große Anzahl von Simulationen gemacht werden, die für alle möglichen Fälle Geometriebedingungen abdeckt [Becker u. a. 2011; Becker 2011]. Dabei gibt es eine unendliche Vielzahl an möglichen Bedingungen für Durchmesser, Anströmungen, Geometrien und Relativbewegungen, die untersucht werden sollten. Dies würde aber einem unendlich großen Aufwand entsprechen, so dass diese Problematik durch eine Reduzierung der Bedingungen vereinfacht werden muss. Anschließend können dann alle anderen Kombinationen, die gerade für die Berechnung der Umströmung benötigt werden, durch eine Interpolation berechnet werden.

Um die Anzahl und Komplexität dieser Vorsimulationen weiter zu vereinfachen, wurde die Annahme getroffen, dass die Partikel zunächst keine Relativgeschwindigkeit zueinander haben. Sollte es bei den folgenden Simulationen zu einer Relativgeschwindigkeit kommen, wurde zudem angenommen, dass deren Einfluss durch eine theoretische Betrachtung erfasst werden kann. Dadurch war es möglich, beide Partikel an einem festen Raumpunkt zu fixieren und statt der Schwerpunktsgeschwindigkeit des Partikelsystems nur die Anströmung u_R zu variieren. Hierdurch konnte die numerische Berechnung der Strömung statisch durchgeführt werden.

Da beide Partikel als sphärische Objekte zu simulieren sind, mussten beide dreidimensional erzeugt und vernetzt werden. Dazu musste die Position der Partikel definiert variert werden. Um dabei ein möglichst einfaches Koordinatensystem zu wählen, wurde ein sphärisches Koordinatensystem gewählt, dessen Ursprung in den Mittelpunkt des ersten Partikels gelegt wurde. Die Position des zweiten Partikels wird dann definiert über den Abstand der Oberflächen der beiden Partikel $a_{12} = d_{12} - \left(\frac{x_1 + x_2}{2}\right)$ und zwei Koordinatenwinkel θ ($0 \leq \theta \leq \pi$) und ϕ ($0 \leq \phi \leq 2\pi$). Zur Definition dieser Winkel wurde die Richtung der Anströmung als Grundachse definiert, über der die Winkel aufgespannt wurden.

Da der Effekt der Umströmung einer Kugel von deren Re -Zahl und damit auch von deren Durchmesser abhängig ist, ist es bei der Durchführung der Vorsimulationen wichtig, den Bereich der Partikeldurchmesser so abzudecken, dass bei der späteren Simulation die Kräfte bei entsprechenden Durchmessern aus der Tabelle entnommen werden können.

Da nun die Umströmung einer sphärischen Kugel rotationssymmetrisch um die Anströmungsachse ist, muss einer der gewählten Koordinatenwinkel ϕ nicht weiter betrachtet werden. Die nötige Betrachtung und damit auch der nötige Rechenaufwand reduziert sich somit auf den Winkel θ . Um nun den Rechenaufwand weiter zu reduzieren, wurde der Partikeldurchmesser des ersten Partikels konstant gehalten. Dies hat sich bei den ersten Vorberechnungen als sinnvoll gezeigt, da die Ausbildung der Umströmung der beiden Partikel nur abhängig ist vom Verhältnis der beiden Partikeldurchmesser x_1/x_2 . Dabei wurden alle in der Tabelle 3.4 aufgeführten Werte für die Parameter betrachtet.

Dazu müssen alle Werte dieser Parameter gegeneinander variiert und somit für $6,72 \times 10^3$ verschiedene Fälle die Umströmung berechnet werden. Um dies möglichst einfach und automatisch ausführen zu können, wurde eine Kombination von Zusatzmodulen des Löserters verwendet. Dabei startet ein zusätzliches Computer-Aided Design (CAD)-Programm, in dem die neue Geometrie dieser Parameter erzeugt wird und

Tabelle 3.4: Liste der Parameter, die benutzt wurden zur Berechnung einer Tabelle der auf zwei Partikel wirkenden Kräfte aufgrund einer Fluidumströmung. Zur numerischen Berechnung der Strömungskräfte wurde ein 3-d Löser zum Berechnen der druckbasierten Navier-Stokes-Gleichungen gewählt.

x_2/x_1	a_{12}	θ	u_R
$[\mu\text{m}/\mu\text{m}]$	$[\mu\text{m}]$	$[\text{°}]$	$[\text{m s}^{-1}]$
1/50	0	0	0.5
2/50	2	15	1
5/50	5	30	2
10/50	10	45	4
25/50	20	60	8
50/50	40	75	16
	80	90	30
		100	60
		110	80
		120	100
		130	
		140	
		150	
		160	
		170	
		180	
3-d Lösung der Strömung			
doppelte Berechnungsgenauigkeit (dp)			
Löser für die druck-basierten Navier-Stokes-Gleichungen (pbns)			
laminares Turbulenzmodell (lam)			

übergibt diese dann an ein Programm zur automatischen Netzerzeugung. Bei der Erzeugung wurde auf den Kugeloberflächen ein sehr feines Netz erzeugt, so dass es bei der späteren Strömungsberechnung möglich war, das Turbulenzmodell des Löser ausgeschaltet zu lassen und eine laminare Rechnung durchzuführen. Nach einer Initialisierung berechnet der Löser die statische Lösung und speichert die gesamte Berechnung in einer Datei. Zudem gibt der Löser die berechneten Kräfte an das Verwaltungsprogramm zurück, wo dieses in einer Tabelle hinterlegt wird. Anschließend wird der gesamte Prozess neu gestartet, mit der Wahl der nächsten Parameter, die zu berechnen sind. So entsteht eine Tabelle, die für alle diese Fälle die berechneten Kräfte beinhaltet.

Anschließend wurde in der Modellerweiterung eine Funktion deklariert, die auf diese Tabelle zurückgreifen kann. Befinden sich während der Simulation zwei Partikel in der Umgebung zueinander, so berechnet der Löser zunächst die genannten Parameter aus der relativen Partikelposition und der Anströmung. Anschließend sucht der Löser die nächst gelegenen Parameter, die mit den Vorsimulationen berechnet wurden und entnimmt dort alle nötigen Informationen über die wirkenden Kräfte und Drehmomente auf das Partikel. Da bei den Vorsimulationen der Einfluss des Partikelabstandes a_{12} nur an wenigen Stützstellen untersucht wurde, wurden aus der Tabelle zwei verschiedene Kraftwerte entnommen, zwischen denen anschließend eine lineare Interpolation an dem gesuchten Abstand durchgeführt wurde.

Bei der angesprochenen Methode wurde bis zu diesem Punkt vernachlässigt, dass es zwischen den Partikeln auch eine Relativbewegung geben kann. Dadurch würden sich auch für die Partikel die Umströmung und die Kräfte des Fluids ändern. Um den Einfluss einer Relativbewegung bestimmen und charakterisieren zu können, wurden zwei Simulationen durchgeführt, bei denen die Partikel eine Relativgeschwindigkeit haben. Hierzu wurde die Position des größeren Partikels festgesetzt. Das zweite Partikel sollte sich dann bewegen, weshalb es in eine zweite Geometrie integriert wurde, die sich als "sliding mesh" in der Hauptgeometrie bewegen kann. Die Wände beider Geometrien wurden so definiert, dass die Strömung sich durch diese ungehindert hindurch bewegen kann. Es wurden zwei verschiedene Geometrien realisiert, so dass eine Rotation des zweiten Partikels um das Erste und eine tangentielle Bewegung simuliert werden konnten. Anschließend konnten die bei diesen Simulationen bestimmten Kräfte mit denen ohne Relativbewegung verglichen werden, so dass eine erste Betrachtung der Relativbewegung gemacht werden konnte.

Das gefundene Modell zur Beschreibung der auftretenden Kräfte bei der Umströmung zweier Partikel wurde in das vorgestellte Vormodell integriert. Dabei wurde die Tabelle der vorausgerechneten Kräfte in einer Textdatei hinterlegt, die vor jeder Simulation in den Programmspeicher des Löses geladen wird. Anschließend kann der Löser durch eine Indizierung auf diese Werte zugreifen. Das hier vorgestellte Modell untersucht nur den Einfluss der Umströmung eines Partikels auf ein Zweites. Jedoch können sich in einem Agglomerat auch mehrere Partikel auf komplexe Weise gegenseitig beeinflussen. Da aber aus zeitlichen Gründen nur der Einfluss eines Partikels untersucht werden konnte, wurde in einfacher Näherung angenommen, dass eine Berechnung der mittleren Kraft aus allen veränderten Strömungskräften der Umströmung genügt.

3.4 Definition der Partikel-Startbedingungen

Bei der Berechnung der Partikeldynamik ist es, wie bereits im Kapitel 3.3.1 angesprochen, notwendig, die Startposition und -geschwindigkeit der Partikel vor jeder Simulation zu definieren. Anschließend wird während der Berechnung die Trajektorie immer von diesem Startpunkt ausgehend berechnet. Daher ist das eigentliche Ergebnis und der Verlauf einer Simulation immer von der Wahl dieser Startbedingung abhängig.

Daraus folgt, dass die Startbedingungen immer entsprechend den realen Bedingungen zu wählen sind, denn nur so kann gewährleistet werden, dass der Verlauf und auch das Resultat der Berechnungen ein möglichst reales Ergebnis erzeugen. Bei dieser realistischen Definition der Startbedingungen sind zudem weitere Aspekte zu berücksichtigen, aufgrund derer komplexere Definitionsalgorithmen verwendet werden müssen. So ist es entscheidend, dass es nicht zu einer größeren Überlappung zwischen den Partikeln untereinander oder mit den Wänden kommen darf, da eine nicht reale Stoßenergie erzeugt werden würde. Dies kann zum einen durch ein Überprüfen der Partikelposition unternommen werden. Zum anderen muss eine Hüllgeometrie definiert werden innerhalb derer die Partikel gesetzt werden können und es dabei zu keiner Überlappung mit den Geometriewänden kommt. Zusätzlich sollte diese Hüllgeometrie so gewählt werden, dass sie den physikalischen Anforderungen des Experiments genügt. Wird im Experiment die Dispersion einer Pulverschüttung untersucht, so ist es z. B. sinnvoll, diese Schüttung innerhalb einer Kegelgeometrie zu setzen, deren Kegelwinkel gleich dem Schüttwinkel des Pulvers ist, wobei dabei auch Kombinationen verschiedener Setzalgorithmen mit unterschiedlichen Geometrien denkbar und realisierbar sein sollten (siehe Abb. 3.20).

Gerade bei der Setzung solcher Startbedingungen mit sehr hohen Pulverdichten, kommt es bedingt durch den verwendeten Löser zu zusätzlichen Herausforderungen. Denn der hier verwendete Löser teilt Partikel in Klassen ein, so dass es nötig ist, bereits vor der Startbedingung die Partikel in festen Klassen zu definieren. Positioniert der Löser z. B. ein neues Partikel in eine Lücke, so kann er dabei die Partikelgröße nicht beliebig wählen und muss Partikel einer kleineren Klasse setzen. Dadurch verbleibt ein geringer Abstand zwischen den Partikeln, der vom Algorithmus nicht gefüllt werden kann, wenn er kleiner ist als die kleinste Partikelgröße. Da sich aber in einer realen Schüttung die Partikel berühren, wird die reale Schüttdichte immer größer sein als die berechnete. So wurde durch diesen Algorithmus für das hier verwendete Glaspulver ein Dichteverhältnis (Verhältnis von Schüttdichte zur Materialdichte) von maximal 35 % bis 40 % erreicht. Bei einer realen Schüttung ergibt sich hier ein Wert von 61,2 % (siehe Tab. 3.1).

Um diese höhere Dichte trotzdem zu erreichen, sind weitere, aufwendigere Berechnungsschritte nötig. Hierzu wird zunächst das Definitionsvolumen so vergrößert werden, dass auch mit dem kleineren Dichteverhältnis das gleiche Partikelvolumen gesetzt werden kann. Um dann den Partikelabstand zu reduzieren, wurden zwei Ansätze verfolgt. Der erste Ansatz beruht auf dem Gedanken, die potentielle Energie der Partikel, die durch die Erdbeschleunigung hervorgerufen wird, zu reduzieren. Dabei werden die Partikel entlang der Erdbeschleunigungsrichtung verschoben, bis sie eine Geometriefläche oder ein anderes Partikel berühren. Dabei ist die Betrachtungsreihenfolge der Partikel von besonderer Bedeutung, so dass die Partikel zuvor entsprechend ihrer Lage sortiert werden müssen. Dieser Ansatz ist sehr einfach und schnell, erreicht aber aufgrund der Beschränkung einer nur einachsigen Verschiebung nicht die ideale Schüttdichte. Noch höhere Schüttdichten werden über den aufwendigen zweiten Ansatz erreicht, bei dem eine eigene Partikelsimulation mit dem erweiterten Modell im Löser gestartet wird. Bei dieser Simulation wird nur eine äußere Kraft betrachtet, die die Partikel zur Bildung der Schüttung bewegt. Da nun eine Bewegung in alle Raumrichtungen möglich ist, können die Partikel sich so in die Lücken setzen, dass sie möglichst kompakt positioniert sind. Dieser Schritt kann aufgrund der sehr geringen Bewegungsgeschwindigkeit der Partikel in einer Schüttung sehr viel Rechenzeit in Anspruch nehmen.

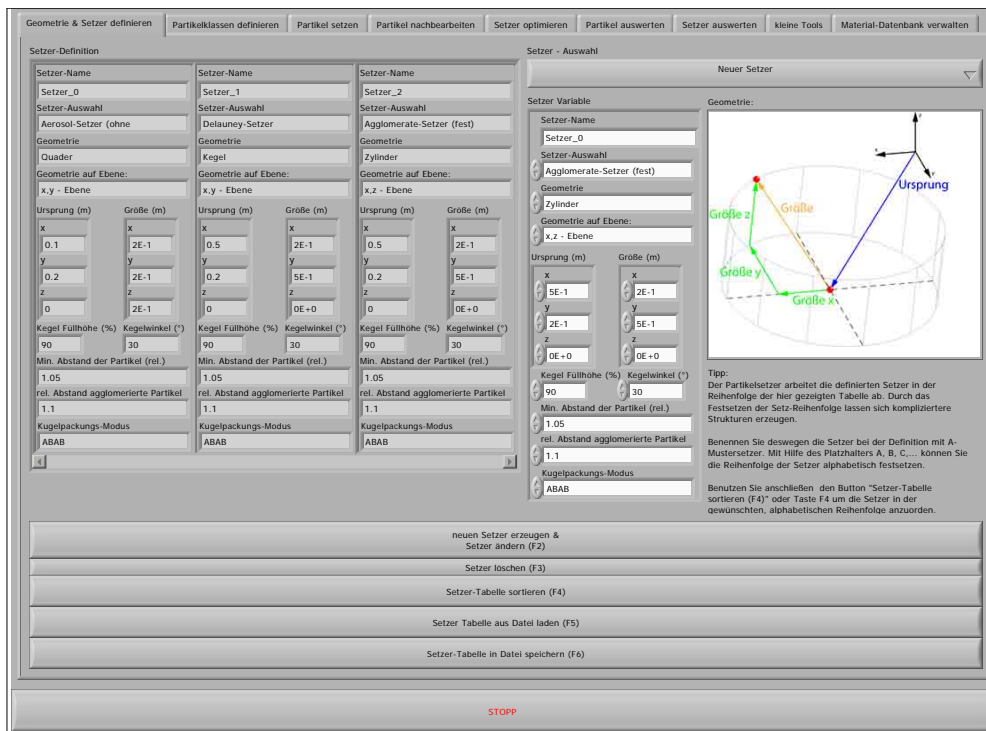


Abbildung 3.20: Die Eingabemaske zur Definition der verschiedenen Algorithmen und der einhüllenden Geometrie, in die die Partikel gesetzt werden sollen. Jedem Algorithmus wurde dabei eine eindeutige Geometrie zugewiesen.

Dabei ist es sinnvoll, bereits bei dem Erstellen der ersten Definition der Partikelposition bereits eine möglichst große Schüttdichte zu erzeugen, und hierfür optimierte mathematische Verfahren zu verwenden. Um neben Schüttungen auch dispergierte Aerosole oder Agglomerate setzen zu können, deren Partikel keinen Kontakt bilden, ist es notwendig, verschiedene dieser Algorithmen kombinieren zu können. Hierzu wurde ein Programm entwickelt (Programmierungsumgebung: LabView, National Instruments, Texas, USA), in dem die verschiedenen Algorithmen definiert wurden. Die Geometrie kann dort anhand einfacher geometrischer Formen definiert werden (z. B. Rechteck, Zylinder, elliptischer Zylinder, Kegel, Kugel). Anschließend kann die so definierte Geometrie durch Ausschneiden von Geometrien weiter verfeinert werden. Die durch dieses Programm erzeugten Partikelklassen sind so definiert, dass sie direkt in den Löser geladen werden können, wobei ihnen dabei ein Material (für die Partikeldichte), ein Geschwindigkeitsvektor und ein Durchmesser zugeordnet werden.

Es wurden folgende Algorithmen implementiert, die aufgrund des Vorgangs des Partikelpositionierens Setzer genannt werden:

Aerosolsetzer: Über mehrere Zufallsgeneratoren werden die Partikel zufällig in der definierten Geometrie verteilt. Die Partikel dürfen dabei zwar in einem zu definierenden Kontakt zueinander stehen und damit Agglomerate bilden. Es werden dabei aber nicht gezielt Agglomerate erzeugt.

Agglomeratsetzer: Hier wird zunächst die erste Partikelklasse über den Aerosolsetzer in der Geometrie verteilt. Anschließend werden alle weiteren Partikel an die bestehenden Partikel angeheftet, so dass Agglomerate entstehen. Dabei kann definiert werden, ob die Agglomerate aus stochastisch unterschiedlichen oder aus vollkommen identischen Partikeln aufgebaut sein sollen. Die Position der Partikel im Agglomerat wird dabei immer stochastisch gewählt.

dichteste Kugelpackung Dieser Setzer dient dazu, die Partikelklassen in dichteste Kugelpackungen zu setzen. Dabei kann zwischen zwei Setzformen unterschieden werden (zwei Partikellagen (Form ABAB) oder drei Partikellagen (Form ABCABC) nach [Bergmann u. a. 2005 S. 5]).

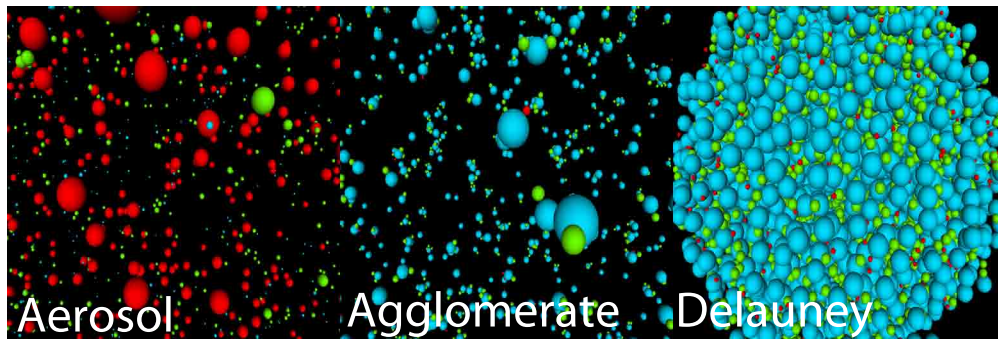


Abbildung 3.21: Drei beispielhafte Ergebnisse einer Definition von Partikeln aus drei Partikelklassen (rot, grün, blau) mit unterschiedlichen Partikeldurchmessern. Im Bild links wurde ein Aerosol, in der Mitte ein Agglomerat und im rechten Bild ein Delauney-Setzer verwendet. Im rechten Bild wurden die Partikel in eine Kugel gesetzt. Dabei ist gut zu erkennen, dass durch diesen Algorithmus hohe Pulverdichten bei einer guten örtlichen Verteilung der Partikel gesetzt werden können.

Schüttungssetzer Dieser sehr einfache Setzer nutzt zum Berechnen der Partikelpositionen in einer Schüttung aus, dass alle Partikel versuchen den energetisch niedrigsten Zustand zu erreichen. Dazu bestimmt der Setzer zunächst eine zufällige Position der Partikel auf einer Ebene, auf der die Schüttung aufliegen soll. Kommt es dort zu einer Überlappung mit anderen Partikeln, wird die Position des zweiten Partikels so lange gegen die Richtung der Erdbeschleunigung verschoben, bis kein Kontakt mehr vorhanden ist. Hierdurch entstehen relativ hohe Schüttdichten, in denen aber das gesetzte Pulver bedingt durch die Verschiebung stark entmischt ist.

Delauney-Setzer Dieser Setzer setzt zunächst die erste Partikelklasse unter Verwendung eines Aerosol-Setzers. Anschließend bestimmt der Setzer über eine Delauney-Triangulation die Position jeder Lücke zwischen vier Nachbarpartikeln, an der er versucht ein weiteres Partikel zu positionieren. Durch diesen Setzer können sehr hohe Schüttdichten erzeugt werden.

Diese verschiedenen Algorithmen wurden so implementiert, dass sie wie Baukästen eingesetzt werden können. Dadurch können zum einen weitere Algorithmen in das Programm integriert werden. Zum anderen kann eine beliebige Anzahl von Setzalgorithmen miteinander kombiniert werden.

Bei der Entwicklung und Programmierung der Algorithmen wurde darauf geachtet, dass diese voll parallelisiert berechnet werden können. Anschließend konnten gerade aufwendige Berechnungen mit einer großen Anzahl von Partikeln auch auf einem Multi-Core-Rechner parallel ausgeführt werden (8 CPUs). Zusätzlich musste eine verbesserte Speicherverwaltung eingesetzt werden, die erst seit der Version 2010 des Programms möglich ist, um auch die Verarbeitung größerer Datenmengen zu bewältigen.

Um die definierten Partikel auf Konsistenz und weitere Eigenschaften zu prüfen, wurden verschiedene Auswertungselemente und ein selbst geschriebenes Programm zur dreidimensionalen Darstellung integriert. Aus diesem Programm sind drei beispielhafte Darstellungen der Ergebnisse von drei verschiedenen Algorithmen in Abb. 3.21 dargestellt. Ferner können die bestimmten Partikelpositionen durch verschiedene Matrixoperationen (Spiegeln, Skalieren, Drehen) weiter verändert werden.

Aus den Ergebnissen der Positionsrechnungen der verschiedenen Partikel erzeugt das Programm am Ende mehrere inj-Dateien, die im Löser geladen und verarbeitet werden. Dabei wird für jede definierte Partikelklasse eine Datei erzeugt, so dass diese im Löser wieder als eigenständige Klasse (Injection) geladen werden kann. Dabei wird auch die korrekte Volumenflussdichte berechnet.

3.5 Numerische Berechnung: Anwendungen des Partikelmodells

3.5.1 Dispersion der Pulverschüttung und Dynamik von Agglomeraten in einer Düse

Bei der Entwicklung von neuen Modellen oder bei Erweiterungen bereits vorhandener Modelle ist es notwendig, an Hand von charakteristischen Experimenten und Simulationen zu zeigen, dass das berechnete

Verhalten im Modell mit der Realität übereinstimmt. Das in dieser Arbeit erweiterte Partikelmodell ermöglicht die korrekte Berücksichtigung der Wechselwirkungen zwischen den Partikeln selbst und zwischen den Partikeln und dem Fluid. Daher ist es sinnvoll, diese Wechselwirkung an Hand einer Simulation zu überprüfen, die diese beiden Interaktionstypen berücksichtigt.

Bei einer Betrachtung der in diesem Kapitel zur Simulation beschriebenen Änderungen des Partikelmodells, fällt zunächst der Blick auf die Betrachtung des Partikelkontaktes und Stoßes. Diese Stoßbewegung kann in zwei Komponenten (normal und tangential) zerlegt werden, wobei der Stoß selbst durch normale Kraftkomponenten hervorgerufen wird. Durch die Wahl des beschriebenen Feder/Dämpfer-Modells entsteht ein Stoßmodell, das weiche Partikeleigenschaften zeigt. Durch diese weichen Stoßeigenschaften wird der Partikelstoß zeitlich verlängert und es können gleichzeitige Partikelstöße mit einem Partikel berechnet werden. Zudem wirken im Partikelkontakt bei einer tangentialen Bewegung der Partikel auch tangentiale Kräfte, wie die Gleit- oder Rollreibung, die durch den verlängerten Stoß korrekt berücksichtigt werden müssen. Auch die Partikelreibung kann bei einer großen Anzahl von Partikelstößen gut kontrolliert werden.

Ein solcher Fall, in dem es zu einer wirklich großen Zahl von Partikelkontakten kommt, ist die Betrachtung einer Schüttung. Ein Experiment, in dem solche Schüttungen näher betrachtet werden, wurde im Kap. 3.2.2.1 erläutert. Da es bei solchen Schüttungen aufgrund der Gravitation zu einer tangentialen Kraft kommt, sind in diesem System die Reibungskräfte sehr entscheidend. Hat sich das Pulver in einer solchen Schüttung beruhigt, bildet sich aufgrund der Haftreibung ein Schüttwinkel aus, der sich sehr gut eignet, um die normalen und tangentialen, simulierten Kraftkomponenten zu überprüfen.

Um auch die Wechselwirkung der Partikel mit einer Fluidströmung zu überprüfen, ist es notwendig, die Partikel in der Schüttung mit einer Strömung anzublasen. Dabei wurden zwei neue Effekte in die Erweiterung des Partikelmodells integriert, die an dieser Stelle überprüft werden sollen. Hierzu gehört die Einführung eines porösen Mediums bei hohen Partikeldichten, die die Strömungsgeschwindigkeiten aufgrund eines Druckabfalls reduziert. So entstehen in Schüttungen sehr große Partikeldichten, die die Strömung stark beeinflussen und einen großen Druckabfall erzeugen sollten, so dass es in der Schüttung zu keiner Fluidbewegung kommt. Dies wiederum hat Rückwirkungen auf das Partikelverhalten, so dass sich das Dispersionsverhalten der Partikel in der Umströmung verändert.

Zudem können mehrere Partikel als Agglomerate dispergieren, wobei eine korrekte Berücksichtigung der Umströmung der Partikel, wie sie im Kap. 3.3.3.2 beschrieben wird, für die Ausbildung und Stabilität der Agglomerate entscheidend ist. Wird diese Strömung falsch berücksichtigt, wirkt eine zu große Strömungswiderstandskraft, die die Partikel zur Deagglomeration bringen könnte. Die Umströmung ist somit für die Stabilität der Agglomerate wichtig. Ein weiterer Aspekt mit Einfluss auf die Agglomeratenstabilität ist die Adhäsionskraft und die daraus im Kontakt resultierende Adhäsionsarbeit, die ein Maß für die Arbeit ist, die zur Deagglomeration zweier Partikel aufgebracht werden muss.

Durch eine Betrachtung der Dispersion kann nun die Modellerweiterung überprüft, verbessert und optimiert werden. Daher sollte eine Simulation dieses Verhaltens realisiert werden. Dazu wurde eine Simulation nach dem Ablaufschema in Abb. 3.22 aufgesetzt und numerisch berechnet. Hierbei ist es, wie es dieses Diagramm zeigt, zunächst notwendig, die Strömungsgeometrie und die Partikelstartpositionen zu definieren. Hierzu sollte der beschriebene Prozess des Partikel-Setzalgorithmus aus Kap. 3.4 verwendet werden.

Um mit dem Experiment vergleichbare Schüttungen realisieren zu können, wäre eine extrem große Anzahl an Partikeln nötig. Hierdurch erhöht sich aber der Rechenaufwand durch die Zunahme an Partikelkontakten erheblich, so dass eine Simulation nicht möglich gewesen wäre. Daher war es notwendig, das zu simulierende System so zu vereinfachen, dass eine Reduzierung der Partikelanzahl möglich wird. Bei den zuvor angesprochenen Experimenten mit einer Hochgeschwindigkeitskamera wurde zunächst immer das Partikelverhalten um den Bereich der Kegelspitze untersucht. So würde es zur einfachen Vergleichbarkeit genügen, nur die Partikel und deren Verhalten auf der Spitze des Schüttkegels zu simulieren. So müsste dann nur eine viel geringe Partikelanzahl simuliert werden.

Hierzu wurde zunächst ein nur sehr kleiner Teil der im Windkanal verwendeten Messstrecke betrachtet, was durch die zuvor durchgeführte Simulation des virtuellen Impaktors aus Kap. A.4 ermöglicht wurde. Denn dann können sowohl die Sammeleffizienz des Impaktors, als auch die durch den Impaktor entstehenden Strömungsbedingungen korrekt angenommen und die Fluidodynamik im System berechnet werden. Anschließend wurde in diesem verkleinerten Bereich der Messzelle ein Kegelstumpf eingeführt. Dieser Stumpf repräsentiert ein Teil der Schüttung, der nicht aus Partikeln erzeugt werden musste. Um noch weniger Partikel in der numerischen Berechnung betrachten zu müssen, wurde auf den Kegelstumpf ein weiterer Kegel aufgesetzt. Anschließend wurde das Innere des Bereichs vernetzt, so dass bei dem Kegelstumpf eine feste Wandkonstruktion entsteht, die als ein Teil der späteren Schüttung angesehen werden kann. Im Gegensatz

zur Realität ist dieser Stumpf ein festes, unveränderliches Konstruktionselement, das für eine Strömung undurchlässig ist. Trotzdem wird das Verhalten der Partikel ähnlich sein, denn auch die wahre Schüttung kann an dieser Stelle praktisch nicht von einer Strömung durchdrungen werden. Somit stellt sich in beiden Fällen vermutlich eine Grenzschichtströmung ein, die auf der Oberfläche der Schüttung eine nur sehr geringe Geschwindigkeit aufweist.

Da die gewählte Konstruktion des Kegelstumpfes ein Teil der Schüttung ersetzen sollte, war eine Realisierung auf Basis der experimentell beobachteten Schüttungen sinnvoll. Dazu wurden in den Experimenten, die in Kap. 3.2.4.1 angesprochen wurden, die wichtigsten Dimensionen der Schüttungen der verschiedenen Pulver vermessen. Außerdem konnte der charakteristische, pulverabhängige Schüttwinkel durch die Versuche aus Kap. 3.2.2.1 sehr präzise bestimmt werden, so dass für jedes Pulver eine Schüttung im Windkanal rekonstruiert werden konnte. Da bei dieser Simulation Glas als Testpulver gewählt wurde, wurde ein Schüttwinkel von $\alpha = (0,48 \pm 0,05)$ rad erwartet. Dieser wurde so aufgeschüttet, dass der Schüttkegel im Durchschnitt eine Höhe $h_S = 3,7$ mm und einen Radius $r_S = 8,2$ mm hatte. Der Kegelstumpf wurde entsprechend dieser Daten erzeugt (siehe Abb. 3.23a).

Anschließend mussten die Partikel auf diesen Stumpf gesetzt werden. Da solche dichten Setzungen nicht direkt in einem Schritt erzeugt werden können, war es notwendig, eine Vorsimulation durchzuführen. Zunächst sollten $4,5 \times 10^4$ Glaspartikel mit einer Materialdichte $\rho = 2,45 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ (siehe Tab. 3.1) in ein kegelförmiges Gebiet oberhalb des Kegelstumpfes gesetzt werden. Anschließend wurden die Partikel über den Delauney-Setzprozess in diese Geometrie eingebracht, so dass eine relative Setzdichte (gesetztes Volumen der Partikel zum Gesamtvolumen der Geometrie) von 36 % erreicht wurde. Das reale Pulver weist nach Tab. 3.1 eine relative Schüttungsdichte von $\rho_S/\rho = 61,2\%$ auf, so dass das Volumen der Setzgeometrie größer gewählt werden musste. Hierzu wurde die Kegelhöhe der Setzgeometrie vergrößert, da die Grundfläche des Kegelstumpfes einen festen Durchmesser aufweist. Dabei wurde das neue Volumen so ausgelegt, dass die maximale Schüttdichte des Delauney-Algorithmus gesetzt wurde. Hierdurch wurde gewährleistet, dass die Partikel möglichst kompakt gesetzt wurden und sich ein möglichst geringer Abstand einstellt. Somit müssen die Partikel bei der folgenden Vorsimulation einen möglichst geringen Weg bis zum Erreichen ihrer Ruhelage zurücklegen.

Um zu gewährleisten, dass das Ergebnis der hier durchgeführten Simulation möglichst ähnlich ist zu dem im Experiment beobachteten Partikelverhalten, ist es notwendig, das Pulver so realistisch wie möglich zu modellieren, z. B. durch eine ähnliche Größenverteilung. Hierzu wurde diese Verteilung gemessen (siehe Kap. 3.2.1). Aus den gewonnenen Ergebnissen wurden dann die Eigenschaften von 15 über die gesamte Größenverteilung logarithmisch verteilten Partikelgrößenklassen definiert, die bei der numerischen Rechnung verwendet wurden. Dabei wurde für jede Größenklasse der Partikeldurchmesser und die Partikelanzahl definiert, die erzeugt werden sollten.

Während des Setz-Prozesses wurde vom Setzer für jede Partikelklasse eine Injektionsdatei erzeugt, die alle erzeugten Partikel beschreibt und im Strömungsmechanik-Löser geladen werden konnte. Um diese größere Menge an Dateien im Löser automatisiert laden und alle nötigen Einstellungen setzen zu können, erzeugt der Setzer eine weitere Datei (Journal-Datei), die eine entsprechende Befehlsabfolge enthält.

Nach dem Übergeben der erzeugten Partikelinformationen ist es notwendig, im Löser alle wichtigen physikalischen Eigenschaften des Partikelmodells zu definieren. Hierzu gehört die korrekte Definition der Reibungseigenschaften und Adhäsionskräfte. Daher wurden zum einen die Ergebnisse der Experimente aus Kap. 3.2.2 zur Beschreibung der Reibung verwendet. Zum anderen musste bei der Angabe der Adhäsionskraft auf die Literaturwerte von Tab. 3.3 zurückgegriffen werden, wobei die elektrostatische Anziehungskraft vernachlässigt wurde, da diese nach Abb. 2.14b einen nur sehr geringen Einfluss aufzeigt. Dabei wurden zunächst alle Simulationsparameter so gewählt, dass sie das verwendete Glaspulver möglichst realistisch beschreiben.

Um aber den Rechenaufwand für die Simulation in einem möglichst sinnvollen Rahmen halten zu können, sollte die Zeitschrittweite Δt möglichst groß gewählt werden, da sich die Anzahl der zu berechnenden Zeitschritte und damit der zeitliche Aufwand der Berechnung reduziert. Zur Vergrößerung der Zeitschrittweite war es notwendig, die Stoßzeit möglichst groß zu wählen (siehe Kap. 3.3.2). Dies wurde erreicht durch Reduzierung der Federsteifigkeit auf $D = 1 \times 10^{-4} \text{ N m}^{-1}$. Um den Setzprozess in möglichst kurzer Zeit durchführen zu können, wurde der Dämpferterm mit einem Stoßkoeffizient $k = 0,1$ relativ groß gewählt.

Dann konnte der eigentliche Setzprozess der Partikel durch eine Vorberechnung gestartet werden. Hierzu wurde die Simulation mit einer Zeitschrittweite von $\Delta t = 1 \times 10^{-6} \text{ s}$ gestartet. Weil im Experiment die Strömung kontinuierlich langsam erhöht wurde, musste diese Strömungsänderung auch im Löser realisiert werden. Da durch die nur sehr geringe Strömungsänderung der Anstieg der Strömung relativ lange dauert,

Tabelle 3.5: Die in der Simulation der Partikeldispersion verwendeten Fluidgeschwindigkeiten, die schrittweise nacheinander am Strömungseinlass eingestellt wurden. Aus diesen Geschwindigkeiten kann die Volumenströmung bestimmt werden, so dass ein Vergleich mit den Ergebnissen des Experiments möglich ist.

u [m s^{-1}]	q_V [$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$]	q_V [l min^{-1}]
5×10^{-4}	$2,88 \times 10^{-7}$	0,017 28
2	$1,152 \times 10^{-3}$	69,12
4	$2,304 \times 10^{-3}$	138,2
6	$3,456 \times 10^{-3}$	207,4
8	$4,608 \times 10^{-3}$	276,5

wäre ein sehr großer Simulationsaufwand notwendig gewesen, so dass der Anstieg nicht korrekt simuliert werden konnte. Stattdessen konnte der Anstieg durch eine schnellere schrittweise Anhebung der Volumenströmung erzeugt werden. Da dabei zum Simulationsstart innerhalb eines Zeitschrittes die Volumenströmung angeschaltet werden muss, kann dieses Anschalten die Stabilität der Schüttung zerstören. Zudem wurde für die Setzung der Partikel noch eine ältere Version des Löses verwendet, in der der Popkorn-Effekt noch nicht behoben war und immer Partikel mit einer zu hohen Geschwindigkeit aus der Schüttung heraus springen. Diese Partikel sollten möglichst schnell aus dem Simulationsbereich entfernt werden. Um den sprunghaften Anstieg der Strömung zu verhindern und die störenden Popkorn-Partikel aus dem Bereich zu entfernen, wurde bereits bei der Vorsimulation eine sehr geringe Strömungsgeschwindigkeit $v = 0,05 \text{ m s}^{-1}$ angeschaltet. Dies entspricht einer sehr geringen Volumenströmung $q_V = 0,0173 \text{ l min}^{-1}$. Während der Vorsimulation ist aber aufgefallen, dass diese Geschwindigkeit zu groß gewählt wurde und bereits erste Partikel die Schüttung verlassen. Daher wurde diese Simulation dann an dieser Stelle gestoppt und mit einer geringeren Strömungsgeschwindigkeit $v = 5 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ weiter berechnet. Zudem wurden bereits durch die Strömung beschleunigte Partikel entfernt.

Während der Berechnung dieser ersten Vorsimulation wurden in regelmäßigen Abständen (100 Zeitschritte, $1 \times 10^{-4} \text{ s}$) Bilder der Partikel erzeugt. Auf den Bildern werden die Partikel in ihrer Originalgröße dargestellt. Die Farbe der Partikel zeigt deren aktuelle Betragsgeschwindigkeit. Die Bilder wurden anschließend in einem Video zusammengefasst (siehe Video "Dispersion_Setzvorgang_Vorberechnung"). Die Abb. 3.23 zeigt die Partikelbewegung während der Vorsimulation. Es ist gut zu erkennen, wie die Partikelsetzung abläuft. Zudem ist auch zu beobachten, dass zunächst die Strömungsgeschwindigkeit zu groß gewählt wurde und Partikel von der Schüttung dispergieren. Anschließend gelangen die Partikel in ihre Ruhelagen in der Schüttung, die in Abb. 3.23c dargestellt sind (siehe Video "Dispersion_Setzvorgang_Vorberechnung_Fluss-0.005mps"). Dabei ist in den Video-Aufnahmen der bereits angesprochene Pop-Effekt zu erkennen, durch die die Partikel kurzzeitig aus der Schüttung heraus springen. Diese Ursache dieses Effekts konnte durch die Verwendung einer verbesserten Version des benutzten Löses (Ansys Fluent 14.5) behoben werden. Erst durch diese Vermeidung der ungewünschten Partikelsprünge aus der Schüttung wird es möglich, die Dispersion aus der Schüttung zu berechnen, da durch diesen Effekt nicht klar zu erkennen ist, warum die Partikel von der Schüttung dispergieren.

Um das so gesetzte Partikelvolumen weiter zu stabilisieren, wurde zunächst das Verhalten der Partikel für die geringe Strömung von $v = 5 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ weiter berechnet. Anschließend wurde die Strömungsgeschwindigkeit schrittweise erhöht, in dem die Strömungsgeschwindigkeit auf die in Tab. 3.5 gezeigten Werte eingestellt wurde. Hierzu wurde die Randbedingung des Geschwindigkeitseinlasses auf die Wand in negativer x-Achsenrichtung aufgesetzt. Die gegenüberliegende Wand wurde als Druckauslass definiert. Um dabei auch die Strömung möglichst nahe an den durchgeführten Experimenten berechnen zu können, wurde der Druck entsprechend den Vorsimulation aus Kap. A.4 verwendet.

Anschließend wurden Bilder von der Partikelbewegung aufgenommen, die zu Videos zusammengefügt wurden. Dabei wurden die Partikel erneut in ihrer wahren simulierten Partikelgröße dargestellt und so eingefärbt, dass anhand der Partikelfarbe deren Betragsgeschwindigkeit abgelesen werden kann. Zudem konnten während den Simulationen auch die Strömungseigenschaften untersucht werden.

Während der Simulation hat sich bereits früh gezeigt, dass die richtige Berechnung des Verhaltens von Agglomeraten eine besondere Herausforderung darstellt. Denn diese Agglomerate müssen eine bestimmte Stabilität aufweisen, die durch die Adhäsionskräfte zwischen den Partikeln erzeugt wird. Gerade hier hat sich bei der theoretischen Betrachtung des Partikelkontaktes gezeigt, dass zur Trennung realer Partikel eine Adhäsionsarbeit notwendig ist (siehe Kap. 2.1.5), die hier vermutlich nicht berücksichtigt wird. Zudem wurde bei

der Berechnung des Modells zunächst auf die Betrachtung einer Kapillarbrückenbindung verzichtet, die sich aufgrund von Kondensation der Luftfeuchtigkeit zwischen den Partikeln erwartungsgemäß ausbildet. Dies reduziert die Agglomeratenstabilität erheblich, so dass eine viel leichtere Deagglomeration erwartet wurde. Um dies zu überprüfen, wurden in einer weiteren Simulation stochastische Agglomerate mit dem beschriebenen Partikelsetzer erzeugt. Dabei wurde erneut die Partikelgrößenverteilung des Glaspulvers verwendet, um darüber die Agglomerate zu erzeugen. Anschließend wurden die Agglomerate durch die Adhäsionskräfte stabilisiert, weshalb eine kurze Vorsimulation durchgeführt wurde.

Dadurch wurden die Partikel innerhalb der Messstrecke durch eine Düse geblasen. In einer solchen Düsengeometrie ist davon auszugehen, dass hohe Scherströmungen entstehen können. Solche Scherströmungen erzeugen starke Scherkräfte auf die einzelnen Partikel und Agglomerate (siehe Kap. 2.5.2), durch die es zur Deagglomeration kommen kann [Weiler u. a. 2010/11/10]. Da durch eine Beobachtung des Deagglomerationsverhaltens auch Informationen über die Stabilität der Agglomerate gewonnen werden können [Yoshiyuki u. a. 1997/04], ist es sinnvoll, zur Charakterisierung dieser Agglomeratenstabilität die Deagglomeration in einer Scherströmung zu beobachten. Daher wurden auch hier Bilder der Partikelbewegung während der Berechnung kurz vor dem Einlassen der Düse aufgenommen.

Eine weitere Möglichkeit Agglomerate zu trennen, stellt die Impaktion der Agglomerate mit einer Wand dar [Tong u. a. 2011, 2009/12/10]. Durch diese Impaktion entstehen im Vergleich zu den möglichen Strömungskräften sehr hohe Scherkräfte auf die Partikel. Diese entstehen durch die elastischen Eigenschaften der Partikel, die beim ersten Wandkontakt abbremsen und anschließend in eine andere Richtung beschleunigen. Dabei bewegt sich aber der Rest des Agglomerats aufgrund seiner Trägheit ungehindert weiter. Aufgrund dieser gegensätzlichen Beschleunigung kommt es zur Wirkung von Scherkräften.

Auch dieses Verhalten sollte untersucht und eine mögliche Deagglomeration beobachtet werden. Um dabei die in einer Strömung mitbewegten Partikel zur Impaktion mit einer Wand zu bringen, wurde hier das Prinzip einer Impaktionswand ähnlich eines Impaktors verwendet. Hierzu wird auf der strömungsabgewandten Seite einer solchen Düse eine Impaktionsplatte angebracht, gegen die die Partikel aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit und Trägheit impaktieren müssen. Um dies in der Simulation umsetzen zu können, wurde dazu hinter der Düse eine Impaktionswand in der Netzgeometrie erzeugt und Bildaufnahmen der Partikelbewegung an dieser Stelle gemacht.

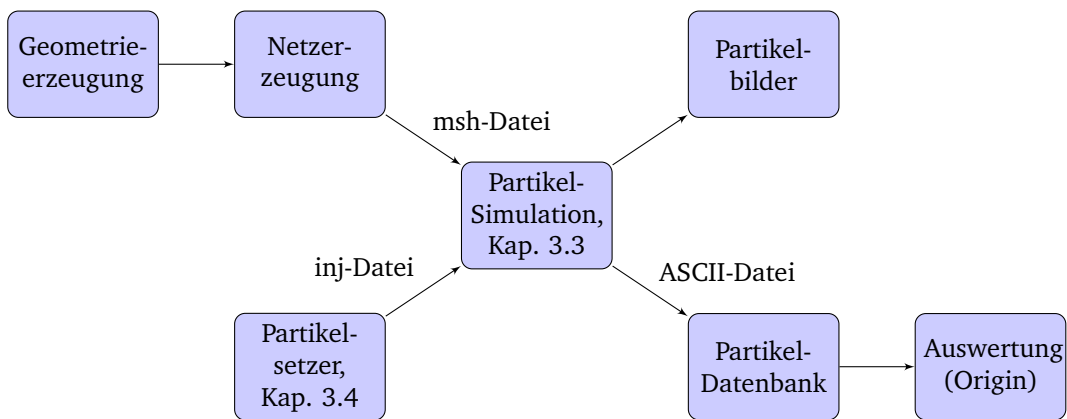
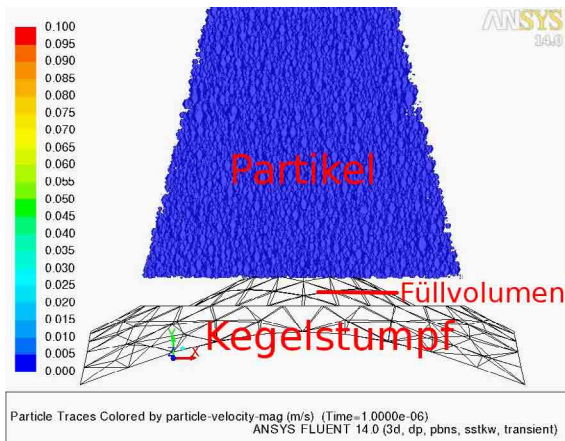
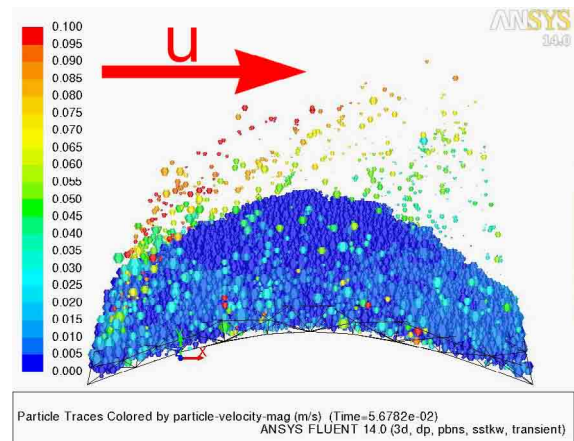


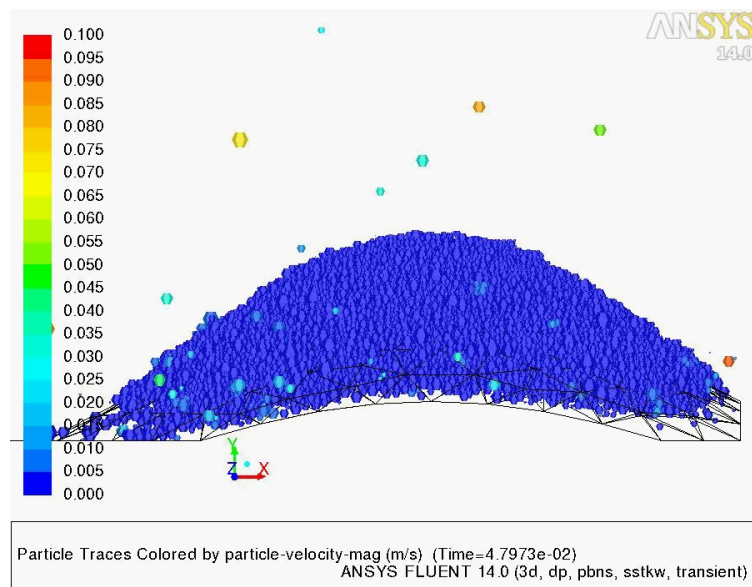
Abbildung 3.22: Arbeitsablauf zum Aufsetzen, Durchführen und Auswerten einer numerischen Berechnung mit dem erweiterten Partikelmodell. Zunächst musste die Strömungsgeometrie über eine msh-Datei und die Partikelstartbedingungen über eine inj-Datei zur numerischen Berechnung mit dem Partikelmodell definiert werden. Nach der Simulation wurden die Partikeldaten über eine Textdatei in eine Datenbank zur Auswertung übertragen.



(a) Bild der Partikel zum Start der Vorsimulation. Zusätzlich wurden die wichtigen Geometrien der Simulation eingezeichnet.



(b) Bild der Partikelbewegung zum Ende der ersten Vorsimulation. Durch die zusätzlich verwendete und hier zu groß gewählte Fluidgeschwindigkeit heben bereits die ersten Partikel von der Schüttung noch im Setzprozess ab.



(c) Nach der Reduzierung der Fluidgeschwindigkeit hat sich eine konstante Pulverschüttung eingestellt.

Abbildung 3.23: Bilder der Partikelbewegung während der Vorsimulation, bei der die Partikelsetzungen beobachtet wurden (Bild 3.23a zeigt den Start und Bild 3.23b das Ende der Vorsimulation). Die Partikel wurden hier sphärisch eingezeichnet mit dem simulierten Durchmesser. Die Farbe der Partikel zeigt die Betragsgeschwindigkeit der Partikel.



4 Ergebnisse und Diskussion

4.1 Experimente

4.1.1 Vermessung der Partikelgrößenverteilung

Nach der Messung und Filterung der Partikeldaten durch das automatisierte Messsystem wurde die kumulative Größenverteilung der Partikel berechnet. Aus den verschiedenen Messungen wurde für jedes der verwendeten Pulver eine mittlere Verteilung bestimmt. Diese Verteilung wurde über eine Textdatei in ein Programm (Mathematica 8.0, Wolfram Research, USA) übertragen, um die Messdaten durch eine nicht-lineare Regression analysieren zu können.

Dabei hat sich gezeigt, dass eine solche Regression der kumulativen Verteilungen immer zuverlässigere Regressionsergebnisse liefert, als die direkten Verteilungen. Zur Regression wurde die Bi-Log-Normal-Funktion verwendet, wie sie von [Becker 2008] eingeführt wurde und im Kapitel A.1 vorgestellt wird. Durch eine erfolgreiche Regression ergeben sich dabei die Funktionsparameter p , $x_{50,1}$, $x_{50,2}$, s_1 und s_2 , die zwei Log-Normalverteilungen (Index 1 und 2) beschreiben, die über den Parameter p so addiert werden, dass sie eine neue normierte Summenverteilung ergeben.

Um eine erfolgreiche Regression mit korrekter Fehlerbetrachtung durchführen zu können, musste zunächst eine Regression durchgeführt werden, bei der die Startparameter der Regression von Hand gewählt wurden und die Fehler der Messwerte nicht berücksichtigt wurden. Dadurch wurden die genannten Parameter vorläufig bestimmt. Anschließend wurde mit diesen vorläufigen Parametern eine zweite Regression durchgeführt, bei der die Datenpunkte mit dem Kehrwert des Messfehlers (Standardabweichung der Summenverteilung zwischen den verschiedenen Versuchen) gewichtet wurden. Ein Beispiel dieser Regression ist in Abb. 4.2 zu sehen.

Die Regression wurde für alle verwendeten Pulver durchgeführt. Die so gewonnen Regressionsparameter sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Zusätzlich sind in dieser Tabelle der gemittelte Partikeldurchmesser x_P und die Standardabweichung s_P aufgeführt, die aus den Ergebnissen der Regressionen bestimmt wurden über die in Kapitel A.1 aufgeführten Formeln. Um diese Ergebnisse besser verstehen zu können, wurden die Regressionsergebnisse in Abb. 4.2 grafisch dargestellt. Wie in diesem Diagramm zu erkennen ist, weisen beide Laktose-Pulver im Vergleich eine sehr schmale Verteilung auf. Dies ist auch an der geringen Standardabweichung s_P zu sehen und beruht auf der Siebung des Pulvers mit einem engmaschigen Sieb nach der Mahlung, wodurch nur Partikel kleiner als die Maschengröße des Siebes im Pulver vorhanden sein sollten.

Tabelle 4.1: Ergebnisse der nicht-linearen Regression der Bi-Log-Normalfunktion an die normierte Anzahl-Summenverteilung der Mikroskop-Messung für die verschiedenen, hier verwendeten Pulver. Der untere Bereich der Tabelle zeigt die aus der Regression bestimmten Parameter: der gemittelte Äquivalenzdurchmesser $x_{50,P}$ und die Standardabweichung s_P eines runden Partikels mit der gleichen Projektionsfläche. Diese Werte wurden nach Kapitel A.1 bestimmt.

Parameter	Glas	Keramik	Laktose SV003	Laktose 5 μm
p [1]	$(0,26 \pm 0,04)$	$(0,298 \pm 0,007)$	$(0,52 \pm 0,05)$	$(0,758 \pm 0,022)$
$x_{50,1}$ [μm]	$(4,3 \pm 0,8)$	$(2,6 \pm 0,11)$	$(1,23 \pm 0,08)$	$(1,85 \pm 0,04)$
s_1 [1]	$(0,78 \pm 0,09)$	$(0,482 \pm 0,025)$	$(0,624 \pm 0,028)$	$(0,626 \pm 0,009)$
$x_{50,2}$ [μm]	$(17,9 \pm 0,4)$	$(42,5 \pm 0,5)$	$(5,0 \pm 0,3)$	$(4,55 \pm 0,09)$
s_2 [1]	$(0,462 \pm 0,013)$	$(0,2735 \pm 0,0101)$	$(0,60 \pm 0,03)$	$(0,277 \pm 0,021)$
$x_{50,P}$ [μm]	$(13,56 \pm 0,27)$	$(36,4 \pm 0,6)$	$(2,434 \pm 0,021)$	$(2,38 \pm 0,09)$
s_P [1]	$(0,593 \pm 0,015)$	$(2,59 \pm 0,05)$	$(0,929 \pm 0,007)$	$(0,76 \pm 0,05)$

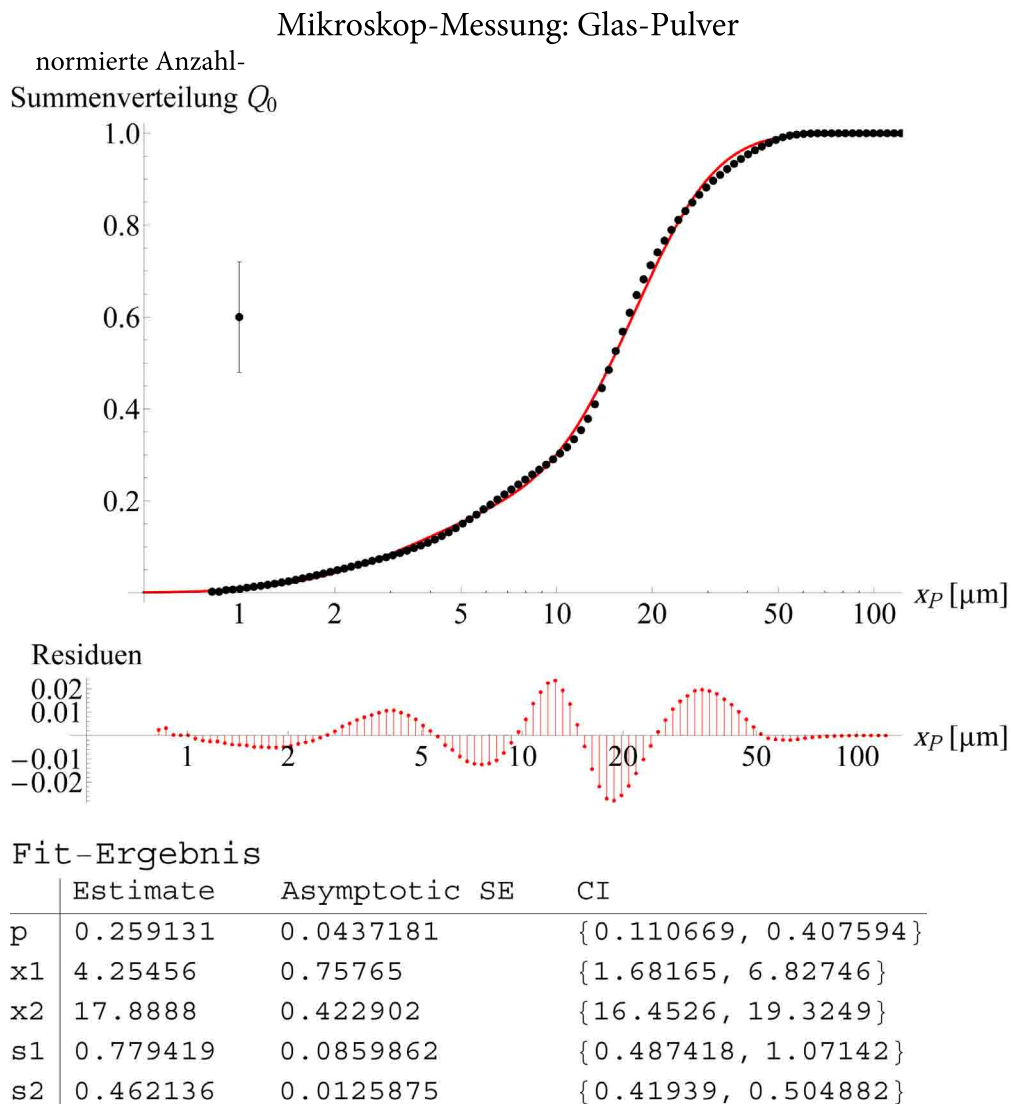


Abbildung 4.1: Ergebnis der Partikelgrößenmessung mit dem Mikroskop. Das obere Diagramm zeigt die Messwerte (schwarze Punkte) als normierte Anzahl-Summenverteilung Q_0 aufgetragen gegen den Äquivalenzdurchmesser der Partikel x_P (Durchmesser eines runden Partikel mit der gleichen Projektionsfläche). Die rote Kurve zeigt die nicht-lineare Regression mit einer Bi-Log-Normalfunktion. Der zusätzlich eingetragene Datenpunkt, zeigt den größten Fehler an. Das zweite Diagramm zeigt die Residuen des Fits. Die Tabelle unten zeigt in der ersten Spalte die Ergebnisse der Regression, in der zweiten Spalte deren Fehler. Die Werte $x1$, $x2$ stehen hier für $x_{50\,1}$ und $x_{50\,2}$.

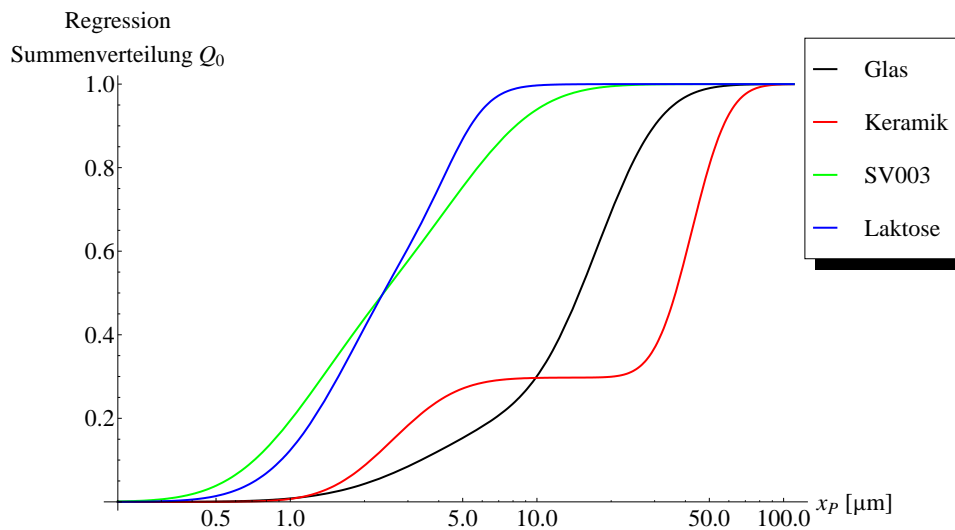


Abbildung 4.2: Ergebnisse der nicht-linearen Regression der Bi-Log-Normalfunktion an die normierte Anzahl-Summenverteilung der Mikroskop-Messung für die verwendeten Pulver. Die grüne Kurve zeigt hier das Regressionsergebnis für die Laktose SV003, die blaue Kurve für die Laktose $5\mu\text{m}$.

Die Laktose $5\mu\text{m}$ wurde mit einer Trenngröße des Siebes von $x_P = 5\mu\text{m}$ abgesiebt. Dies lässt sich auch im Diagramm wiederfinden, da bereits $(86,83 \pm 1,03)\%$ der Partikel kleiner sind als diese Trenngröße. Der bei Siebungen häufig angegebene Wert x_{P90} (90 % der Partikel sind kleiner als dieser Äquivalenzdurchmesser) beträgt bei dieser Laktose $x_{P90} = (5,37 \pm 0,12)\mu\text{m}$. Dieses Ergebnis ist für eine Mikroskop-Vermessung sehr gut, da die Laktose $5\mu\text{m}$ stark agglomeriert. Diese Agglomerate werden vom Mikroskop als ein Partikel ausgewertet, was sich in einer viel breiteren Verteilung geäußert hätte. Aufgrund der unregelmäßigen Partikelform der Laktose können keine weiteren morphologischen Filter verwendet werden. Da die Verteilung aber sehr schmal ist, kann von einer ausreichend guten Dispergierung ausgegangen werden.

Auch die Laktose SV003 weist aufgrund einer Siebung eine sehr scharfe Verteilung auf. Allerdings ist die tatsächliche Trenngröße der Siebung vom Hersteller nicht bekannt. Das Diagramm zeigt hier einen Wert von $x_{P90} = (8,2 \pm 0,7)\mu\text{m}$. Ein Vergleich mit dem Datenblatt des Herstellers zu dieser Laktose ergibt einen Wert von $x_{P90} = 100\mu\text{m}$. Die Ursache dieses großen Unterschieds kann unterschiedlichste Ursachen haben. Zum einen kann es durch den Transport oder die Verpackung eines polydispersen Stoffes zu einer Entmischung der Größenverteilung kommen. Zum anderen wurde vom Hersteller zum Erstellen des Datenblattes ein anderes Messprinzip gewählt (Laser-Beugung). Da diese beiden Messmethoden aus Erfahrung sehr unterschiedliche Ergebnisse liefern, stellt sich hier die Frage, welche Messmethode besser geeignet ist und welches Ergebnis für das weitere Vorgehen verwendet werden kann. Da bei den Messungen zur Bestimmung der Partikeltrajektorien ebenfalls durch den Streulicht-Partikelzähler die Partikelgrößenverteilungen gemessen werden konnte, war es möglich, das Ergebnis mit einer dritten Größenmessung zu vergleichen. Ein Vergleich der Messdaten des Partikelzählers (siehe Abb. A.13 in Kapitel A.5) mit der Mikroskop-Messung zeigt eine vollkommene Übereinstimmung der Messdaten. Daher lässt sich hier Schluss folgern, dass es entweder zu einer Entmischung des Pulvers gekommen ist oder die Herstellerangaben aufgrund der Messmethode fehlerbehaftet sind. Für das weitere Vorgehen wurde die vom Mikroskop gemessene Partikelgrößenverteilung verwendet.

Das hier verwendete Glaspulver wurde vom Hersteller mit einer sehr viel größeren Trenngröße gesiebt, so dass deren Verteilung viel breiter ist und deswegen durch die Bi-Log-Normalfunktion besser angepasst werden konnte. Durch die Regression konnte ein $x_{P90} = (29,9 \pm 1,0)\mu\text{m}$ bestimmt werden. Der Hersteller gibt eine Sieb-Trenngröße von $x_P < 50\mu\text{m}$ (siehe Tab. 3.1) an. Nach dem hier gezeigten Regressionsergebnis sind $(99,01 \pm 0,21)\%$ der Partikel kleiner als diese Größe und die Herstellerangaben passen zu den hier bestimmten Werten.

Unter den hier betrachteten Pulvern weist Keramik die breiteste Verteilung auf und besteht dabei aus Partikeln mit dem größten Durchmesser. So ist der Wert $x_{P90} = (56,93 \pm 0,99)\mu\text{m}$. Auch hier kann die

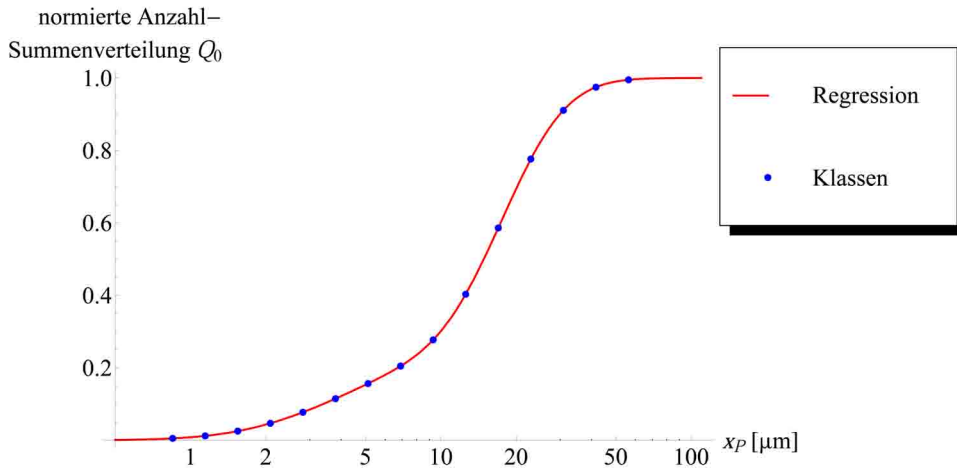


Abbildung 4.3: Darstellung der Wahl und Definition der Partikelklassen. Der rote Verlauf zeigt das Ergebnis der Regression mit der Bi-Log-Normalfunktion. Die blauen Punkte zeigen die gewählte Größe, an der eine Partikelklasse erzeugt wird. Durch die logarithmische Verteilung der Größenintervalle, kann die Log-Normalfunktion durch die Klassen am besten wiedergegeben werden.

vom Hersteller angegebene Partikelgröße (siehe Tab. 3.1) bestätigt werden, innerhalb der $(94,7 \pm 0,8) \%$ der Partikel gefunden wurden.

Da die in dieser Arbeit durchgeführten Mikroskop-Messungen sowohl mit den meisten Herstellerangaben, als auch mit den im Folgenden noch aufgeführten Größenvermessung mit dem optischen Partikelzähler übereinstimmen, können die gewonnenen Ergebnisse dazu verwendet werden, numerische Partikel zu erzeugen und zu simulieren. Dabei ist es für die Simulation notwendig, dass diese Partikel an Hand von Größenklassen definiert und die gemessenen Verteilungen in diese Klassen eingeteilt werden. Da die gemessenen Partikelgrößenverteilungen aber aus einzelnen Datenpunkten besteht, ist es einfacher, diese direkt aus dem Ergebnis der Regression des Bi-Log-Normalfunktion abzulesen, da dies eine kontinuierliche Funktion darstellt.

Hierzu wurde das genannte Programm so erweitert, dass eine definierte Anzahl k von logarithmischen Partikelgrößen-Intervallen bestimmt wurde. Hierzu wurde die minimale Partikelklassengröße definiert, bei der 0,5 % der Partikel im realen Pulver kleiner sind als diese Größe. Die maximale Partikelklassengröße wurde so gesetzt, dass nur 0,5 % der Partikel größer sind. Innerhalb dieses Größenintervalls wurden alle weiteren Intervalle logarithmisch verteilt. Dies zeigt Abb. exemplarisch für das Ergebnis des Glaspulvers, das in 15 Größenklassen eingeteilt wurde.

Die für jede Klasse zum Simulieren notwendige Partikelanzahl kann aus der kumulativen Verteilung berechnet werden. Hierzu wurde die über die Regression bestimmte kumulative Verteilung nach dem Logarithmus des Partikeldurchmessers abgeleitet. Anschließend wurde an den zuvor bestimmten Klassengrößen der Wert der Verteilung abgelesen und in eine Tabelle übertragen. Diese Verteilung wurde auf eins normiert, so dass sich der Verteilungsfaktor q_i ergibt. Um die gesuchte Partikelanzahl n_i in der entsprechenden Größenklasse i berechnen zu können, muss nur die gewünschte Gesamt-Partikelanzahl N mit diesem Verteilungsfaktor multipliziert werden:

$$n_i = q_i \cdot N \quad (4.1)$$

mit der Normierung: $\sum_{i=1}^n q_i = 1$

Durch die Normierung der Faktoren ergibt die Summe über die Größenklassen $i = 1 \dots k$ die gewünschte Gesamtanzahl der Partikel:

$$\sum_{i=1}^n n_i = N \cdot \sum_{i=1}^n q_i = N$$

Die zur Simulation im Folgenden verwendeten, normierten Verteilungsfaktoren sind für alle Pulver in Tabelle A.4 aufgeführt.

4.1.2 Bestimmung der Reibungskoeffizienten

4.1.2.1 Schüttkegel

Nach dem Aufschütten eines Pulverkegels wurden von diesem farbige Bilder mit einer Spiegelreflexkamera aufgenommen. Anschließend wurden diese Bilder über ein selbst geschriebenes Programm (LabView) ausgewertet. Hierzu wurde ein dort integrierbares Paket zur Bildverarbeitung (Vision Toolkit, LabView, National Instruments, USA) verwendet, mit dem alle Bilder in einer Stapelverarbeitung ausgewertet wurden.

Dazu wurde die Bilddatei in den Bild-Arbeitsspeicher geladen und in ein 8 bit-Grauwertbild umgewandelt. Anschließend wurde ein Pixel-Grauwert definiert, der als Grenzwert verwendet werden sollte, um den helleren Hintergrund von der dunkleren Schüttung zu trennen. Um diesen Grenzwert zu definieren, wurde vom Programm der linke obere Bildrand (grüner Bereich in Abb. 4.4), der nur die helle Hintergrundbeleuchtung zeigt, nach dem dunkelsten Pixel abgesucht. Dessen Grauwert wurde dann als genannter Grenzwert zur Auswertung verwendet. Um dabei zu gewährleisten, dass durch die Kamera-Ausrichtung diese Bereiche korrekt erfasst werden, konnten diese auf dem Kameramonitor mit einer Schablone kontrolliert werden.

Da eine waagerechte Ausrichtung der Kamera zur Schüttebene nicht ohne weiteres möglich war, sollte eine mögliche Neigung der Kamera zur Ebene bei der Bildverarbeitung ausgeglichen werden. Hierzu wurde das Kamerabild vor jeder Aufnahme so ausgerichtet, dass an beiden Bildrändern ein Teil der Ebene ohne Schüttkegel bedeckt war. Hierfür wurde erneut die genannte Schablone am Kameramonitor verwendet, auf der die Randbereiche eingezeichnet waren. Dann sucht das Auswertungsprogramm zeilenweise beide Bereiche an den Bildrändern ab. Dabei beginnt es am oberen Rand des Bildes und sucht von oben nach unten den ersten Pixel, der dunkler als der Grenzwert ist. Durch die Untersuchung aller Zeilen in den beiden Bereichen ergibt sich eine Punkteschar, die die Oberfläche der Ebene markieren. Zur weiteren Auswertung wurde eine lineare Regression über diese Punkteschar ausgeführt, durch die eine Gerade bestimmt wurde. Diese Gerade wird im Folgenden zur Winkelmessung verwendet.

Zur Bestimmung der Kontur der Schüttung und damit auch des Schüttwinkels, wurde das Bild zeilenweise von rechts nach links untersucht. Dabei wurden nur die Bildbereiche untersucht, in denen auch mit Schüttung-Pixeln zu rechnen war. Bei dieser zeilenweisen Untersuchung sucht das Programm sowohl alle Bildpixel, die aus einem hellen Pixel den Grenzwert zu einem dunkleren Pixel erreichen, als auch umgekehrt. Durch die so eingestellte Punktesuche, ergab sich eine Punkteschar, die die Kontur auf beiden Seiten der Schüttung wiedergibt. Anschließend wurden durch zwei lineare Regressionen an diese Punkteschar die beiden Konturen rechts und links der Schüttung durch zwei Geraden vereinfacht. Die so gefundenen drei Geraden, für die Ebene und beide Schüttungskonturen, wurden dann automatisch in das Bild eingezeichnet.

Anschließend wurden die Winkel zwischen den drei Geraden bestimmt und im Bild, sowie in einer Textdatei eingetragen. Ein Beispielbild nach der Auswertung für eine Laktose $5\mu\text{m}$ Schüttung ist in Abb. 4.4 zu finden. Weitere Beispielbilder der Schüttungen der anderen Pulver sind in den Abb. A.14 und A.15 zu sehen. Die Laktose SV003 war zum Zeitpunkt der Messungen leider nicht verfügbar. Aufgrund der Ähnlichkeit der beiden Laktosepulver (siehe Tabelle 3.1) konnte aber davon ausgegangen werden, dass für beide Pulver der Haftreibungskoeffizient sehr ähnlich sein wird.

Die erzeugten Textdateien wurden anschließend in einem Tabellenkalkulationsprogramm (Microsoft Office Excel 2008, Microsoft, USA) geladen und nach den verschiedenen Pulvern sortiert. Da der Winkel zwischen den Regressionsgeraden auf beiden Seiten von 6 verschiedene Schüttungen bestimmt wurde, konnten somit für jedes Pulver 12 Schüttwinkel bestimmt werden, aus denen im Folgenden Mittelwert und Standardabweichung gebildet wurden. Anschließend wurde über Gl. 3.1 der Haftreibungskoeffizient bestimmt. Die Ergebnisse für die genannten Pulver sind in Tab. 4.2 aufgeführt.

Bei einer Betrachtung der Tabelle zeigt sich ein größerer Unterschied zwischen dem Laktose $5\mu\text{m}$ -Pulver und den anderen Pulvern. So fällt auf, dass der Haftreibungskoeffizient der Laktose fast dreimal so groß ist, als der der beiden anderen Pulver. Dieser Unterschied kann dadurch erklärt werden, dass die Laktose aus strahlgemahlenen, kristallinen Partikeln (nach [Weiler 2008]) besteht, die dadurch vermutlich eine hohe Mikrorauigkeit aufweisen werden. Im Gegensatz hierzu wird das Glaspulver über ein Sprühverfahren hergestellt, so dass eine geringe Oberflächenrauigkeit zu erwarten ist. Da die Mikrorauigkeit ein entscheidender Faktor bei der Reibung ist, kann der gezeigte Unterschied hierdurch erklärt werden. Die Beobachtung von hoher Mikrorauigkeit konnte auch durch Elektronenmikroskopaufnahmen bestätigt werden [Rowe u. a.

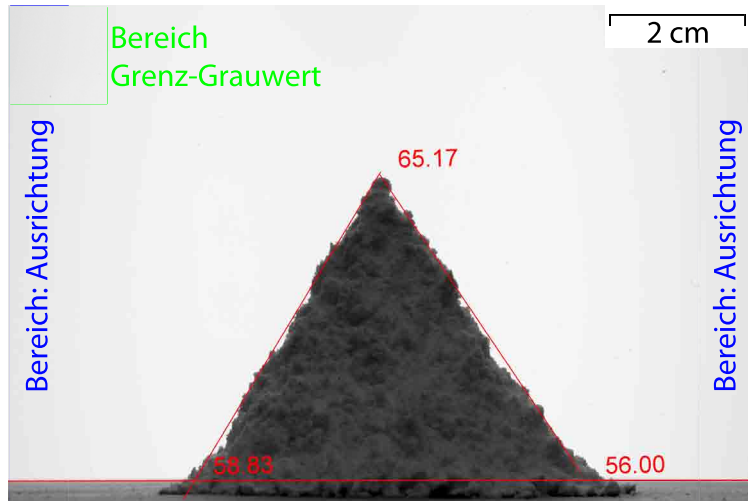


Abbildung 4.4: Bild einer Schüttung der Laktose $5\mu\text{m}$ mit dem Ergebnis der Vermessung des Schüttwinkels. Eingezeichnet sind zudem der Bereich (grüne Markierung), der benutzt wurde zur Bestimmung des Grauwertes um zwischen hellem Hintergrund und dunkler Schüttung unterscheiden zu können. Die blaue Markierung zeigt die beiden Bereiche zur Bestimmung der Ausrichtung der Ebene. Die roten Geraden zeigen die Ergebnisse der linearen Regressionen an, die Zahlen die Winkel (in $^\circ$) zwischen diesen.

Tabelle 4.2: Ergebnisse der Messung der Schüttwinkel α der verschiedenen Pulver. Aus dem Schüttwinkel wurde über Gl. 3.1 der Haftreibungskoeffizient gebildet.

Material	α $^\circ$	$\Delta\alpha$ $^\circ$	α [rad]	$\Delta\alpha$ [rad]	μ_H [1]	$\Delta\mu_H$ [1]
Glas	27,4	2,9	0,48	0,05	0,52	0,06
Keramik	29,5	1,9	0,51	0,03	0,57	0,04
Laktose $5\mu\text{m}$	56,4	2,5	0,98	0,04	1,51	0,14

2006 S. 389 f.]. Dagegen stellte sich heraus, dass die Haftreibungskoeffizienten von Glas und Keramik fast gleich groß sind, obwohl zunächst erwartet wurde, dass Keramik eine höhere Mikrorauigkeit aufweist als Glas und einen größeren Haftreibungskoeffizienten besitzen sollte. Da dieser aber fast identisch ist, kann davon ausgegangen werden, dass die Mikrorauigkeit beider Pulver sehr ähnlich ist.

Bei der Bestimmung des Fehlerwertes des Haftreibungskoeffizienten zeigt sich ein weiterer Effekt, der bereits im Kapitel 3.2.2.1 angesprochen wurde. So weist der Haftreibungskoeffizient der Laktose eine sehr große Standardabweichung zwischen den verschiedenen Messungen auf. Dies kann auf den Effekt der Adhäsion zwischen den Partikeln zurückgeführt werden. Durch die Adhäsion zwischen den Partikeln kommt es zu Spannungsschwankungen in der Oberfläche des Schüttkegels, die dann Schwankungen des Schüttwinkels erzeugen können. Dies kann in Abb. 4.4 an der ungleichmäßigen Kontur des Kegels erkannt werden. Durch diese Ungleichmäßigkeit entsteht die Schwankung der Messergebnisse. Somit lässt sich durch die Annahme einer größeren Adhäsion zwischen den Laktosepartikeln die große Standardabweichung zwischen den Schüttungen erklären.

Zudem wurde zur Bestimmung des Schüttwinkels der Laktose $5\mu\text{m}$ eine vereinfachte Messmethode verwendet, die diesen Winkel ausschließlich über die Höhe und Breite des Kegels bestimmt. Dabei wurde ein mittlerer Schüttwinkel gemessen von $\alpha = (51,1 \pm 1,1)^\circ$, was einem mittleren Haftreibungskoeffizienten $\mu_H = (1,24 \pm 0,05)$ entspricht. Dieser Wert unterscheidet sich auch unter Berücksichtigung der Standardabweichung stark vom Ergebnis der Bildauswertung. So scheint diese Methode den Haftreibungskoeffizient zu unterschätzen. Eine mögliche Ursache ist vermutlich die Methode, wie der Kegel aufgeschüttet und vermessen wurde. So war der Aufschütttrichter sehr weit oberhalb der Schüttung angebracht, so dass die Partikel mit einer hohen Geschwindigkeit auf die Schüttung fallen. Diese Partikel drücken die Spitze des Kegels nach unten, wodurch die Kegelspitze abflacht und die Kegelhöhe abnimmt. Da der Winkel bei dieser Messmethode allerdings direkt über die Höhe bestimmt wird, führt dies zur Unterschätzung des Messergebnisses. Da bei der Winkelmessung über die Bildanalyse der gesamte Verlauf des Kegels berücksichtigt wird, wird die Reduzierung der Kegelspitze durch die lineare Regression ausgeglichen.

Auch in den Bildaufnahmen ist es möglich Höhe und Breite der Schüttungen zu bestimmen. Dabei hat sich bei einer Großzahl der Bilder gezeigt, dass diese einfache Methode den wahren Schüttwinkel unterschätzt. Allerdings wurde bei diesen Messungen beim Aufschütten darauf geachtet, dass das Pulver nur aus einer geringen Höhe auf die Schüttung fällt. Dazu wurde beispielhaft in Abb. A.15 auch das Ergebnis der Winkelmessung durch die einfache Methode eingezeichnet. Bei dieser einfachen Messmethode zeigte sich eine geringe Standardabweichung zwischen den Schüttungen. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass die Schüttkegel hier nicht in ihrer ganzen Form erfasst wurden, so dass kleinere Variationen vernachlässigt wurden. Dadurch ist es mit diesem Versuch nicht möglich, die kleinen Variationen abzuschätzen, um daraus eine Aussage über die Adhäsion zu treffen.

Dagegen war es bei der Bildauswertungsmethode möglich, das Pulver mit einer höheren Partikeladhäsion aufgrund der größeren Standardabweichung zu finden. Da diese Abweichungen auf den Variationen des Schüttwinkels basieren, die durch eine höhere Adhäsion entstehen, ist es vorstellbar, mit diesem Versuch neben der Bestimmung des Haftreibungskoeffizienten auch eine relative Abschätzung der Partikeladhäsion zu machen. Zum einen könnte eine solche Abschätzung, wie hier gezeigt, über die Standardabweichung des Schüttwinkels getroffen werden. Zum anderen ist es vielleicht möglich, eine noch bessere Abschätzung durch das Betrachten der Regressionsresiduen zu erhalten. Dies müsste allerdings in weiteren Versuchen mit anderen Pulvern, deren Partikel unterschiedlichster Adhäsionskräfte unterliegen, untersucht werden.

Die hier gefundenen Ergebnisse können auch mit dem Literaturwert des Haftreibungskoeffizienten verglichen werden. So wird für die Reibung von Glas auf Glas nach [Bergmann u. a. 1998 S. 362] ein Haftreibungskoeffizient von $\mu_H = 0,94$ angegeben. Ein Vergleich mit dem hier gefundenen Wert zeigt einen großen Unterschied, der sich dadurch erklärt, dass der Literaturwert für makroskopische Objekte bestimmt wurde. Allerdings sind die hier verwendeten Glaspartikel so klein, dass die Mikrorauigkeit und damit auch die Größe der Berührungsfläche in den Mikrokontakten im Partikel/Partikel-Kontakt eine größere Rolle spielen, so dass ein direkter Vergleich mit makroskopisch gemessenen Reibungskonstanten nicht möglich ist. Zudem ist die Berührungsfläche der Partikel von deren Durchmesser abhängig, weshalb für jedes Pulver der Reibungskoeffizient bestimmt werden muss. Dieser Effekt wurde von [Tanaka u. a. 2008/04/09,/] für eine Vielzahl von Pulvern festgestellt.

Die hier gewählte Methode der Bildauswertung einer Schüttung hat sich in diesen Versuchen als zuverlässige Messmethode zur Bestimmung des Schüttwinkels und des Haftreibungskoeffizienten von Pulvern erwiesen.

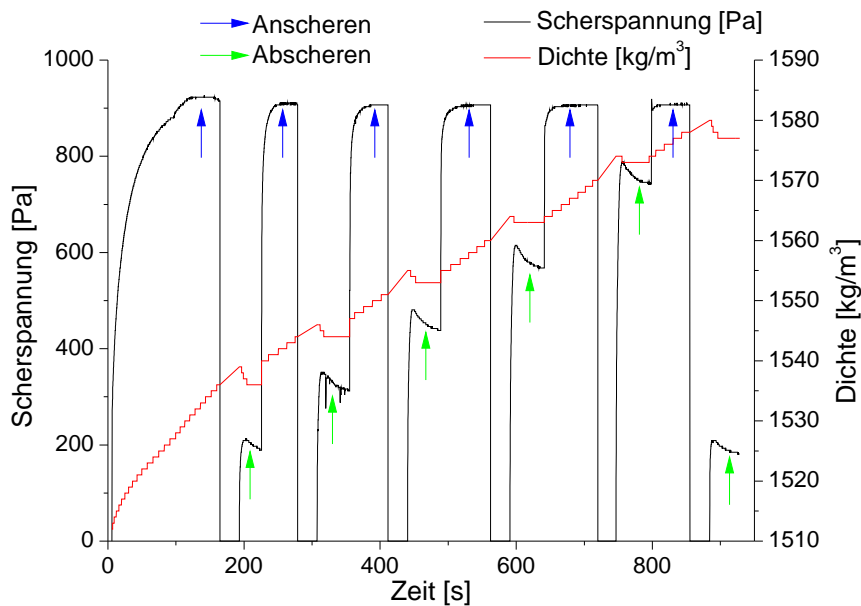


Abbildung 4.5: Zeitlicher Verlauf der Scherspannung (schwarze Kurve) bei einer Vermessung des Glaspulvers. Vor einer Messung wird bei einer definierten Normalspannung eine Grundverfestigung des Pulvers hergestellt. Dies geschieht beim Anscheren (blaue Pfeile) mit einer Normalspannung $\sigma_{an} = 2 \times 10^3$ Pa. Nach Erreichen einer konstanten Scherspannung, beginnt die eigentliche Messung, das Abscheren (grüne Pfeile). Beim Abscheren wird das Pulver mit unterschiedlichen Normalspannungen beaufschlagt (hier: $\sigma_{ab} = 300$ Pa, 600 Pa, 900 Pa, $1,2 \times 10^3$ Pa, $1,6 \times 10^3$ Pa und 300 Pa) und die Scherzelle in Rotation versetzt. Nachdem die Scherspannung langsam in ein Plateau übergeht, ist das Abscheren abgeschlossen und das Pulver wird sofort für die nächste Messung angescheret. Die rote Kurve zeigt die von der Scherzelle berechnete Pulverdichte. Beim Anscheren zeigt sich immer wieder ein Anstieg der Pulverdichte durch die hohe Normalspannung. Die Scherzellenrotation wurde hier mit einer Umfangsgeschwindigkeit von $v_S = 1,26 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$ betrieben.

4.1.2.2 Scherzelle

In einem Ringschergerät hingegen kann das Pulver ausschließlich dynamisch untersucht werden. Daher sollte mit Scherzellenmessungen der Gleitreibungskoeffizient gemessen werden können. Da diese Messung der Reibungskraft nur mit einer sehr geringen Geschwindigkeit durchgeführt wird, kann auch der Übergangsbereich zwischen Haft- und Gleitreibung beobachtet werden. Dazu wird das zu untersuchende Pulver in der Scherzelle mit einer Normalspannung beaufschlagt. Anschließend werden die beiden Teile der Scherzelle gegeneinander in Rotation versetzt und die Scherspannung wird gemessen. Diese Messung wird für verschiedene Normalspannungen durchgeführt. Der zeitliche Verlauf der gemessenen Scherspannung während der Messung ist in Abb. 4.5 zu sehen.

Um dabei ein reproduzierbares Ergebnis zu erhalten, muss vor jeder Messung eine Grundverfestigung des Pulvers hergestellt werden. Hierzu wird das Pulver mit einer konstanten Normalspannung $\sigma_{an} = 2 \times 10^3$ Pa komprimiert und die Scherzelle wird in Rotation versetzt. Dieser Prozess wird Anscheren (blaue Pfeile) genannt und wird so lange durchgeführt bis eine konstante Scherspannung erreicht wird. Anschließend wird die Normalspannung auf Null zurückgefahren und es beginnt die eigentliche Messung der Scherkraft in Abhängigkeit der Normalspannung. Dies wird Abscheren genannt (grüne Pfeile). Hierzu wird das Pulver mit unterschiedlichen Normalspannungen beaufschlagt ($\sigma_{ab} = 300$ Pa, 600 Pa, 900 Pa, $1,2 \times 10^3$ Pa, $1,6 \times 10^3$ Pa und 300 Pa) und die Scherzelle in Rotation versetzt, bis eine definierte Geschwindigkeit erreicht ist. Dabei wird kontinuierlich die Scherspannung aufgenommen, die zunächst ansteigt, bis sie ein Maximum erreicht. In diesem Punkt beginnt das Pulver in der Zelle zu fließen. Dadurch fällt die Scherspannung stark ab und geht anschließend langsam über in ein Plateau. Das so entstandene Maximum beim Abscheren wird als Fließort einer definierten Normalspannung bezeichnet. Die Entstehung dieses Peaks ist dabei abhängig von einer guten Verfestigung der Pulvers während der Anscherung. Nun wird vom überfestigten Pulver gesprochen und es kann ein reproduzierbares Ergebnis gewährleistet werden.

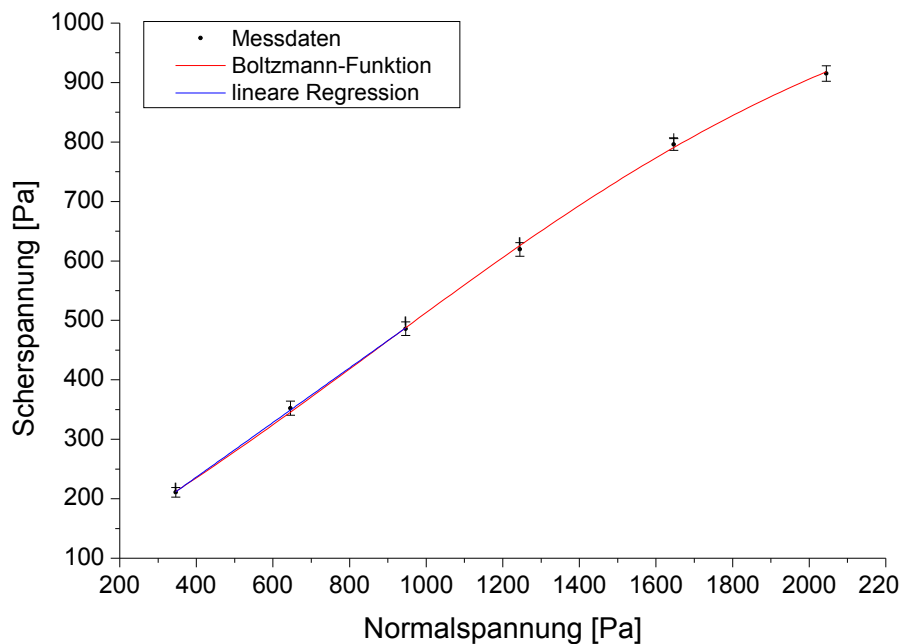


Abbildung 4.6: Gemessene Scherspannungen aufgetragen gegen die Normalspannungen der Messung von Glas-Pulver bei einer Schergeschwindigkeit von $v_S = 1,26 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$. Die Punkte ergeben eine gekrümmte Kurve (Fließort), die die Tangente der Mohrschen Spannungskreise ist. Zur Visualisierung der Kurve wurde an die Messdaten eine Boltzmann-Funktion angefitet (roter Verlauf). Zur Bestimmung der Reibungskraft bei möglichst geringen Normalspannungen wurde die Steigung zwischen den drei ersten Datenpunkten über eine lineare Regression bestimmt.

Erreicht die Scherspannung das Plateau, ist die Abscherung beendet und die Scherzelle beginnt das Pulver für die nächste Messung durch Anscheren vorzubereiten. Anschließend wird die Normalspannung auf den nächsten, vom Benutzer vorgegebenen Wert erhöht und die Scherung des Pulvers gemessen. Dieser Vorgang des An- und Abscheren wird so lange wiederholt, bis alle Scherspannungen gemessen wurden. Am Ende der Messung wird dann die erste Abscherung mit der niedrigsten Normalspannung wiederholt (hier: $\sigma_{ab} = 300 \text{ Pa}$), so dass beide Messungen miteinander verglichen werden können. Kommt es zu einer Abweichung zwischen erster Anscherung und Wiederholung, ist ein Problem während der Messung aufgetreten. Eine solche Problematik ist in den hier durchgeführten Messungen nicht aufgetreten.

Außerdem ist in Diagramm 4.5 die von der Scherzelle berechnete Pulverdichte dargestellt, die über die, durch die Normalspannung komprimierte Pulverhöhe bestimmt wird. Dabei wurde zunächst erwartet, dass das Pulver während den Anscherungen so stark komprimiert wird, dass die Dichte gegen einen zeitlichen Grenzwert läuft. Da Glaspulver aber eine so gute Fließfähigkeit aufweist, wird es durch die Normalspannung aus der Scherzelle heraus gedrückt.

Nach jeder Messung wurde der zeitliche Verlauf der Scherspannung von der Software des Schergerätes in einer Datei gespeichert. Außerdem wurde der Fließort jeder Normalspannung bestimmt und in einer weiteren Datei abgespeichert. Die Messung wurde für jede Geschwindigkeit und jedes Pulver dreimal wiederholt. Anschließend wurden alle so entstandenen Ergebnisdateien in Origin importiert und der Mittelwert und die Standardabweichung der Normal- sowie der Scherspannung bestimmt. Diese wurden dann gegeneinander aufgetragen (Abb. 4.6). Es ergibt sich dann eine gekrümmte Linie, die als allgemeiner Fließort bezeichnet wird und die Tangente aller Mohrschen Spannungskreise darstellt [Schulze 2009]. Um den Verlauf der Fließort-Kurve zu visualisieren wurde eine Boltzmannfunktion an die Daten angefitet.

Im Kapitel 3.2.2.2 wurde durch Gl. 3.3 gezeigt, dass die Reibungskraft der Partikel aus der Steigung dieser Kurve bestimmt werden kann. Da die Kurve des Fließortes aber eine Krümmung aufweist, ist die Partikelreibung von der wirkenden Normalkraft abhängig. Daher ist es notwendig, den Reibungskoeffizienten für die korrekte Normalspannung abzulesen. Der hier durchgeführte Versuch soll dazu verwendet werden den Reibungskoeffizient der Pulver für eine numerische Modellberechnung zu bestimmen. Da die hier vor-

Tabelle 4.3: Ergebnis der nicht-linearen Regression von Gl. 2.48 an die Messdaten der verschiedenen Pulver:

Material	μ_H [1]	$\Delta\mu_H$ [1]	μ_G [1]	$\Delta\mu_G$ [1]	p_2 [s m ⁻¹]	Δp_2 [s m ⁻¹]
Glas	0,516	9×10^{-3}	0,446	5×10^{-3}	$1,73 \times 10^5$	$5,6953 \times 10^4$
Keramik	0,561	0,010	0,4662	6×10^{-4}	$1,89 \times 10^5$	$1,3505 \times 10^4$
Laktose 5 μm	1,50	0,06	0,817	3×10^{-3}	$3,91 \times 10^5$	$8,0573 \times 10^4$

gestellten Simulationen zur Beschreibung des Verhaltens von pharmazeutischen Pulvern zur Inhalation vom Patienten verwendet werden soll, kann eine maximale Normalspannung abgeschätzt werden, da die Pulver häufig nur in geringen Mengen an die Patienten abgegeben werden. Weiterhin wird angenommen, dass die größte Normalspannung hierbei nur in einer Pulverschüttung auftreten kann. Daher können in einer solchen Anwendung keine hohen Normalspannungen entstehen.

Um die Steigung dieses Bereichs (drei Messpunkte) zu ermitteln, wurde eine lineare Regression der ersten Datenpunkte durchgeführt. Diese Steigung entspricht dem Reibungskoeffizienten bei der gerade angefahrenen Schergeschwindigkeit $\mu(\dot{x})$. Das Ergebnis der Regression wird in Abb. 4.6 durch eine blaue Kurve verdeutlicht und ergab einen Reibungskoeffizienten von $\mu(\dot{x} = 1,26 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}, \text{Glas}) = (0,459 \pm 0,007)$.

Bei den Versuchen hat sich gezeigt, dass diese Regression bis zu einer Normalspannung von $1 \times 10^3 \text{ Pa}$ möglich war. Daraus kann eine maximale Schütthöhe abgeschätzt werden, oberhalb der die Reibungskoeffizienten nicht mehr ohne weiteres verwendet werden können. Da sich die Normalspannung auf ein Partikel am Boden einer Schüttung aus der Gewichtskraft der Partikel über diesem berechnen lässt, muss diese Gewichtskraft in eine Spannung umgerechnet werden. Dabei muss beachtet werden, dass die Partikel in einer Schüttung der Höhe h nur die maximale Schüttdichte ρ_S erreichen. Durch Umformen dieser Gleichung kann dann die maximale Schütthöhe h berechnet werden:

$$h = \frac{\sigma}{g \cdot \rho_S}$$

Danach erreicht das untersuchte Glaspulver die Normalspannung von $1 \times 10^3 \text{ Pa}$ bei einer Schütthöhe von 6,8 cm, Keramik bei einer Schütthöhe von 4,4 cm. Diese Schütthöhen werden in den hier angesprochenen Beispiel nicht erreicht.

Um den Reibungskoeffizienten in Abhängigkeit der Partikelgeschwindigkeit bestimmen zu können, wurden die gezeigten Messungen für verschiedene Rotationsgeschwindigkeiten der Scherzelle wiederholt. Hierzu wurden die Schergeschwindigkeiten $v_S = 3,125 \times 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$, $6,5 \times 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$, $1,2625 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$, $2,5 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$, $4,4 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$ und $6,25 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$ als Umfangsgeschwindigkeit der Ringscherzelle eingestellt und über die Steigung der linearen Regression die Reibungskoeffizienten in Abhängigkeit der Geschwindigkeit bestimmt (siehe Abb. 4.7).

Da durch das zuvor beschriebene Ergebnis der Messung des Partikelschüttwinkels auch der Haftreibungskoeffizient für alle Pulver bekannt war, wurde dieser Koeffizient auch in das Diagramm bei einer Geschwindigkeit von $v_S = 0 \text{ m s}^{-1}$ eingetragen. Um diese Daten des Reibungskoeffizienten für die numerische Simulation aufzubereiten, wurde eine Abhängigkeit von der Geschwindigkeit vorgeschlagen, wie sie durch Gl. 2.48 gegeben ist. Um diese Beschreibung zu überprüfen, wurde diese Gleichung durch eine nicht-lineare Regression an die Messdaten angepasst (rote Kurve). Dabei wurde auch das Ergebnis der Haftreibung aus der Schüttwinkelmessung berücksichtigt, wobei die hier gezeigte Ungenauigkeit auf Basis der Standardabweichung des Schüttwinkels nicht berücksichtigt werden konnte, da dieser Winkel aufgrund der Pulvereigenschaften sehr stark variierte.

Die Messung des geschwindigkeitsabhängigen Reibungskoeffizienten wurde für Glas-, Keramik- und Laktose 5 μm -Pulver durchgeführt. Die Messdaten des Reibungskoeffizienten sind in den Abb. A.16 und A.17 grafisch dargestellt. Durch die dabei durchgeführte nicht-lineare Regression der Gl. 2.48 konnten der Gleitreibungskoeffizient und der Übergangsparameter p_2 für diese Pulver bestimmt werden. Zudem wird dabei ein neuer Haftreibungskoeffizient berechnet, der besser zur Beschreibung des Übergangs von Haft- zur Gleitreibung passt. Diese Ergebnisse sind in Tab. 4.3 aufgeführt.

Ein Vergleich der hier durchgeführten Bestimmung des Haftreibungskoeffizienten μ_H mit dem der Schüttwinkelvermessung zeigt nur kleine Abweichungen, die aber im Rahmen einer Fehlerbetrachtung vernachlässigt werden können. Diese Übereinstimmung konnte durch Einbinden des Haftreibungskoeffizienten in die nicht-lineare Regression erzielt werden, so dass nun beide Ergebnisse konsistent zueinander sind. Die hier gefundenen Parameter zur Beschreibung von Haft- und Gleitreibung, sowie zur Beschreibung des Übergangs

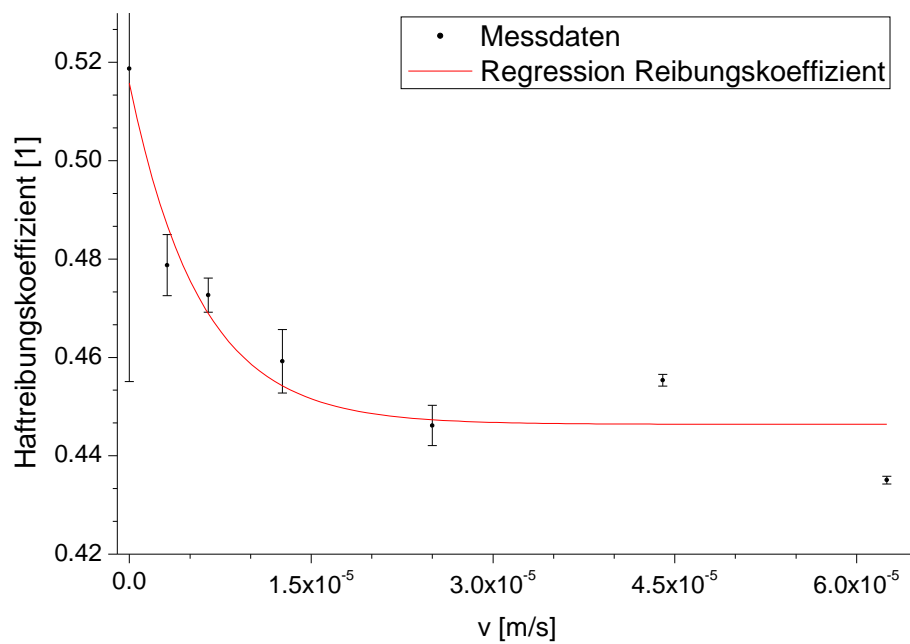


Abbildung 4.7: Gemessene Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Partikelgeschwindigkeit v am Ringschergerät (schwarze Datenpunkte) für Glaspulver. Zusätzlich wurde bei einer Geschwindigkeit von 0 m s^{-1} der Haftreibungskoeffizient eingetragen, wie er durch die Schüttwinkelmessung bestimmt wurde. Anschließend wurde eine nicht-lineare Regression durchgeführt zur mathematischen Beschreibung des Reibungskoeffizienten (rote Kurve). Der gezeigte Fehlerbalken des Haftreibungskoeffizienten basiert auf der Standardabweichung des Schüttwinkels, die stärker variiert als die Messergebnisse der Scherzelle. Um eine sinnvolle Regression zu erhalten, wurde dieser Fehler bei der Regression nicht berücksichtigt.

konnten in die numerische Berechnung übernommen werden und die hier vorgestellte Messmethode eignet sich zur Charakterisierung der Gleitreibung und des Übergangsbereichs.

An dieser Stelle ist es möglich, die Reibungskoeffizienten des Glaspulvers, mit denen für makroskopische Glas-Glas-Kontakte zu vergleichen. Dabei zeigt sich, neben der erneuten starken Abweichung des Haftreibungskoeffizienten, dass der Gleitreibungskoeffizient viel näher am Literaturwert von $\mu_{G,Glas} = 0,4$ (nach [Bergmann u. a. 1998 S. 362]) liegt, als erwartet. Dies lässt vermuten, dass beim Vorgang des Gleitens die Ausbildung der Mikrokontakte eine geringere Rolle spielt als bei der Haftreibung. Dadurch wäre die wahre Kontaktfläche in diesen Spitzen nicht mehr von größerer Bedeutung und die Gleitreibung zwischen mikroskopischen und makroskopischen Objekten würden sich nicht stärker unterscheiden. Dies müsste aber durch weitere Ergebnisse bestätigt werden.

Auch im Bereich der Gleitreibung zeigt das Laktose-Pulver den größten Reibungskoeffizienten, was darauf zurückgeführt werden kann, dass die gemahlten Partikel eine Oberfläche mit großer Mikrorauigkeit aufweisen. Dagegen weist die Laktose $5\mu m$ aber auch den größten Übergangsparameter p_2 auf, so dass der exponentielle Abfall Gl. 2.48 sehr schnell vonstatten geht und der Stick-Slip Übergang kürzer ist. Hierzu wurde theoretisch die kritische Geschwindigkeit definiert, bis zu der der Stick-Slip-Effekt auftreten kann und die durch Gl. 2.47 definiert ist. Eine Erhöhung der Mikrorauigkeit kann bedeuten, dass mehr Unebenheiten auf den Oberflächen vorhanden sind, die zu einer Verkürzung der Relaxationslänge D führen. Ist die Relaxationslänge kleiner, so wird auch der Stick-Slip-Bereich kleiner. Eine zweite Erklärung wäre eine vergrößerte Relaxationszeit der Laktose $5\mu m$, was auf eine niedrigere Elastizität der Laktose zurückgeführt werden könnte. Um detaillierte Aussagen treffen zu können, müsste diese Problematik näher untersucht werden (durch z.B. AFM-Messungen [Tanaka u. a. 2008/08/01]).

Insgesamt konnte mit diesen Versuchen gezeigt werden, dass durch eine Messung an einem Ringschergerät sowohl die Gleitreibung, als auch der Stick-Slip-Bereich charakterisiert werden können. Dabei hat die vorgestellte Messmethode den Vorteil, dass diese Bestimmung für den Durchschnitt einer statistisch großen Partikelanzahl vorgenommen werden kann und dabei ein relativ geringer Messaufwand benötigt wird. Daher eignet sich diese Messmethode gut zur schnellen Charakterisierung der Partikelreibung zur späteren Simulation.

4.1.2.3 Schiefe Ebene

Die schiefe Ebene sollte eingesetzt werden, um den Rollreibungskoeffizienten zu messen. Dabei hat sich bei den ersten Versuchen gezeigt, dass eine Messung der Laktose $5\mu m$ auf dieser Ebene nicht möglich ist, da dieses Pulver aufgrund seiner Herstellung eine sehr kantige, quaderähnliche Struktur besitzt. Daher kommt es zu keinem Rollen der Partikel auf der schiefen Ebene, so dass mit der Laktose $5\mu m$ keine Messungen möglich waren. Da aber sowohl das Glas, als auch das Keramik-Pulver aus sphärischen Partikeln bestehen, konnten hier Versuche mit einem reproduzierbaren Ergebnis gemacht werden.

Um das Rollen zu untersuchen, sollte die Zeit untersucht werden, die die Pulver zum Zurücklegen einer Strecke auf der schiefen Ebene benötigen. Dazu wurde die Pulverbewegung durch einen Shutter freigegeben, der zudem eine Spannungsmessung an einem Streulichtdetektor startet. Ist das Pulver am Ende der Rampe angekommen, bewegt es sich am Streulichtsensor vorbei. Dies ist dann durch einen Anstieg des Streulichtes und damit auch der Spannung sichtbar. Somit kann die Zeit, die das Pulver für das Zurücklegen der Strecke benötigt hat, berechnet werden aus der Zeitdifferenz zwischen Start der Spannungsmessung und dem Anstieg dieser Spannung. Die Spannung wurde dabei über einen schnellen AD-Wandler gemessen und anschließend in einem Diagramm gegen die Zeit seit Start der Messung aufgetragen. Das Ergebnis einer solchen Messung am Keramik-Pulver bei einer Neigungswinkel der Ebene von $\alpha = (0,995 \pm 0,003)$ rad ist in Abb. 4.8 dargestellt. Dort wurde direkt der digitale, relative Spannungswert gegen die Zeit nach Messungsbeginn aufgetragen. An dieser Stelle ist eine Umrechnung in einen absoluten Spannungswert nicht nötig, da nur die Zeitdifferenz zwischen diesem Peak und dem Messungsstart von Bedeutung ist.

Um den zeitlichen Abstand zu bestimmen, wurde durch eine Regression einer entsprechenden Funktion die Peakposition bestimmt. Hierzu wurden zwei verschiedene Funktionen ausgewählt, eine Gauss-Funktion (rote Kurve) und eine Log-Normal-Funktion (grüne Kurve). Die Ergebnisse beider Regressionen sind in Abb. 4.8 zu sehen. Die gesuchte Zeitdauer wurde über den Erwartungswert t_C der genannten Funktionen als Stoppzeitpunkt gesucht. Dies bedeutet physikalisch, dass das Ende der gesuchten Zeitdauer so definiert wird, dass zu diesem Zeitpunkt die Hälfte des integrierten Streulichtsignals erreicht ist. Oder, da die Intensität des Streulichtsignals relativ zur Pulvermenge ist, dass zu diesem Zeitpunkt die Hälfte des Pulvers am Ende der Rampe angelangt ist.

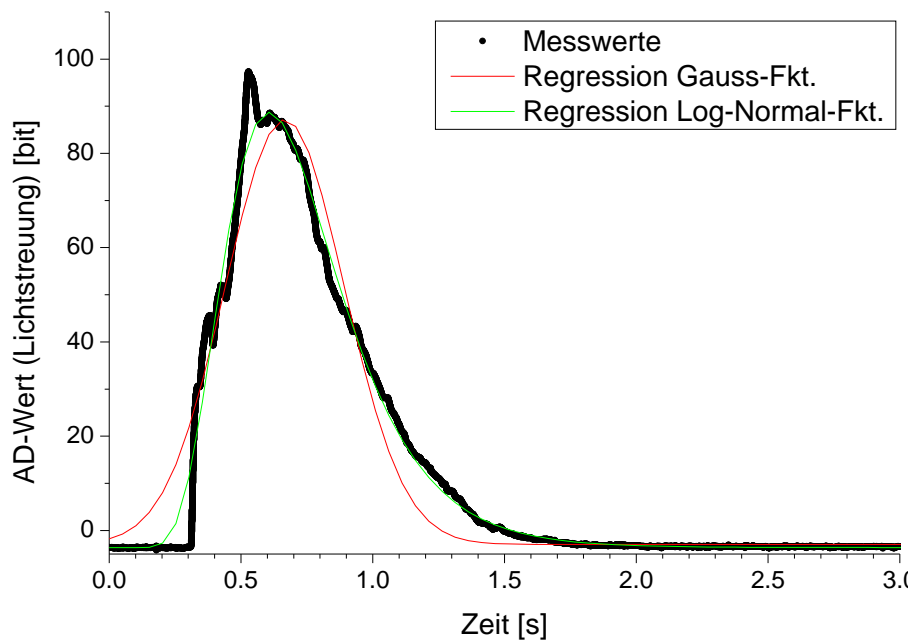


Abbildung 4.8: Gemessene Spannung am Lichtstreuungssensor in Abhängigkeit der Zeit nach dem Start der Messung (Keramik-Pulver) bei einem Neigungswinkel der Ebene von $\alpha = (0,995 \pm 0,003)$ rad. Die Messdaten (schwarze Punkte) zeigen den digitalen Spannungswert, wie er von der Messkarte ausgegeben wurde. Eine Umrechnung ist nicht nötig, da nur die zeitliche Position des Signals von Interesse ist. Um diese zu bestimmen, wurden an dieser Stelle zwei nicht-lineare Regressionen durchgeführt mit einer Gauss- (rote Kurve) und einer Log-Normal-Funktion (grüne Kurve).

Die Messung und Regression wurden für jeden Winkel fünf mal wiederholt. Anschließend wurde daraus ein Mittelwert errechnet, der z. B. in der Abb. 4.8 bei einem Neigungswinkel von $\alpha = (0,995 \pm 0,003)$ rad und einer Regression mit der Gaussfunktion eine mittlere Zeit von $t_C(\text{Gauss}) = (0,70 \pm 0,05)$ s, bei einer Regression der Log-Normal-Funktion $t_C(\text{Log-Normal}) = (0,73 \pm 0,06)$ s ergeben hat. Das Ergebnis beider Regressionen unterscheidet sich im Rahmen der Fehler vernachlässigbar. Ein Vergleich beider Regressionen zeigt aber, dass die Log-Normal-Funktion besser an Messdaten angepasst werden konnte, so dass eigentlich diesem Ergebnis mehr vertraut werden kann. Auch eine theoretische Betrachtung der Lawindynamik auf der Ebene würde eine solche Regressionsfunktion bevorzugen [Pudasaini und Hutter 2006 S.130 ff.]. Bei der Auswertung der Messungen der verschiedenen Ebenenwinkel hat sich aber gezeigt, dass bei sehr kleinen Winkeln nur eine sehr geringe Menge des Pulvers das Ende der Rampe erreichte. Hierdurch wurde das Streulichtsignal sehr schwach und eine Regression mit einer Log-Normalfunktion war ab einem Neigungswinkel von $\alpha = (0,750 \pm 0,003)$ rad nicht mehr möglich. Dies machte es notwendig, dass alle Messdaten durch eine Gauss-Funktion angepasst werden mussten. Um den dadurch entstehenden Fehler des Regressions-Parameters t_C bestimmen zu können, wurden für Keramik bis zum genannten Winkel beide Regressionsmethoden durchgeführt und anschließend die Ergebnisse gegeneinander aufgetragen (siehe Abb. 4.9).

Würden sich die gleichen Regressionsparameter ergeben, würden diese Datenpunkte auf einer Ursprungsgeraden mit Steigung eins liegen, was in Abb. 4.9 als roter Verlauf dargestellt wird. Da die im Diagramm gezeigten Werte allerdings etwas von dieser Gerade abweichen, sollte die Abweichung näher untersucht werden. Hierzu wurde eine lineare Regression an die Regressionsparameter t_C angepasst. Die so bestimmte Gerade (grüner Verlauf) weist eine Steigung von $m = (0,96 \pm 0,017)$ und beginnt beim Achsenabschnitt $a = (0,047 \pm 0,012)$ s. Da die Steigung an dieser Stelle fast eins ist, kann von einer konstanten Abweichung zwischen beiden Regressionen für alle gemessenen Winkel ausgegangen werden. Die Regression der Gauß-Funktion unterschätzt das Ergebnis konstant um den Wert $(0,047 \pm 0,013)$ s. Um zu untersuchen welche Auswirkungen eine solche konstante Unterschätzung auf das Messergebnis hat, wurde zur weiteren Auswertung mit dem Ergebnis der Gauß-Regression fortgefahren. Dazu wurde die bestimmte Zeitdauer t_C gegen

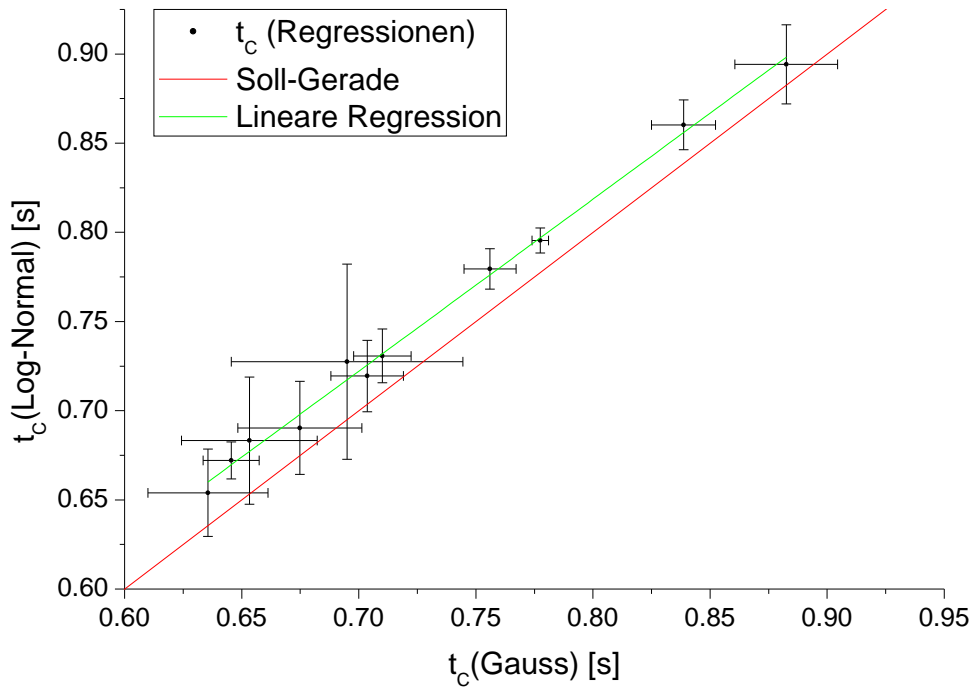


Abbildung 4.9: Vergleich zwischen den beiden verwendeten Regressionsfunktionen. Hierzu wurde der Regressionsparameter der Log-Normal-Funktion gegen den der Gauss-Funktion aufgetragen. Wenn beide Ergebnisse gleich wären, würde sich eine Ursprungsgerade mit Steigung eins ergeben (roter Verlauf). Um die Abweichung von dieser Gerade bestimmen zu können, wurde eine lineare Regression (grüner Verlauf) durchgeführt.

den Neigungswinkel der Rampe aufgetragen, was in Abb. 4.10 dargestellt ist. Für das Glas-Pulver wurde auch ein solches Diagramm erzeugt (siehe Abb. A.18).

Um diesen Verlauf zu verstehen, kann die Theorie nach Voelmey herangezogen werden, die in Kapitel 3.2.2.3 erläutert wurde. Nach dieser Theorie weist die Lawinengeschwindigkeit auf einer schiefen Ebene zwei Grenzwerte auf. Zum einen wird bei einem sehr großen Neigungswinkel diese Geschwindigkeit unabhängig von der Rampenneigung. Die Geschwindigkeit konvergiert gegen $v(t \rightarrow \infty, \alpha \rightarrow \pi/2) \rightarrow \sqrt{g/C}$. Da die Zeitdauer, die das Pulver zum Zurücklegen der Ebene benötigt, abhängig ist von der Rampenlänge und der Geschwindigkeit des Pulvers folgt daraus auch, dass die benötigte Zeit gegen einen Grenzwert konvergiert, wie es in beiden Diagrammen für große Winkel zu sehen ist (Abb. 4.10 und A.18).

Bei sehr kleinen Winkeln konvergiert die Geschwindigkeit $v(t \rightarrow \infty, \alpha \rightarrow \arctan(\mu_V)) \rightarrow 0$. Dies bedeutet, dass für einen Grenzwinkel $\alpha \rightarrow \arctan(\mu)$ die Zeit mathematisch bis ins Unendliche zunimmt. An diesem Punkt kommt es zu einer Singularität und die benötigte Zeit t_C steigt für Winkel dieser Größe stark an. Dieser Anstieg ist auch in beiden Diagrammen zu erkennen, so dass der Verlauf dieser Messergebnisse auf Basis der Theorie nach Voelmey erklärt werden kann. Somit genügt es, den Winkel α_S zu finden, an dem die Singularität auftritt:

$$\mu_V = \tan(\alpha_S)$$

Um diesen Punkt zu finden wurden zwei Funktionen durch nicht-lineare Regressionen an die Daten angepasst. Zunächst eine einfache rationale Funktion, die eine Polstelle am Punkt A aufweist:

$$t_{rat}(\alpha) = C + \frac{B}{\alpha + A}$$

Zudem wurde aus der Theorie nach Voelmey eine komplexere Funktion aus Gl. 3.4 entwickelt:

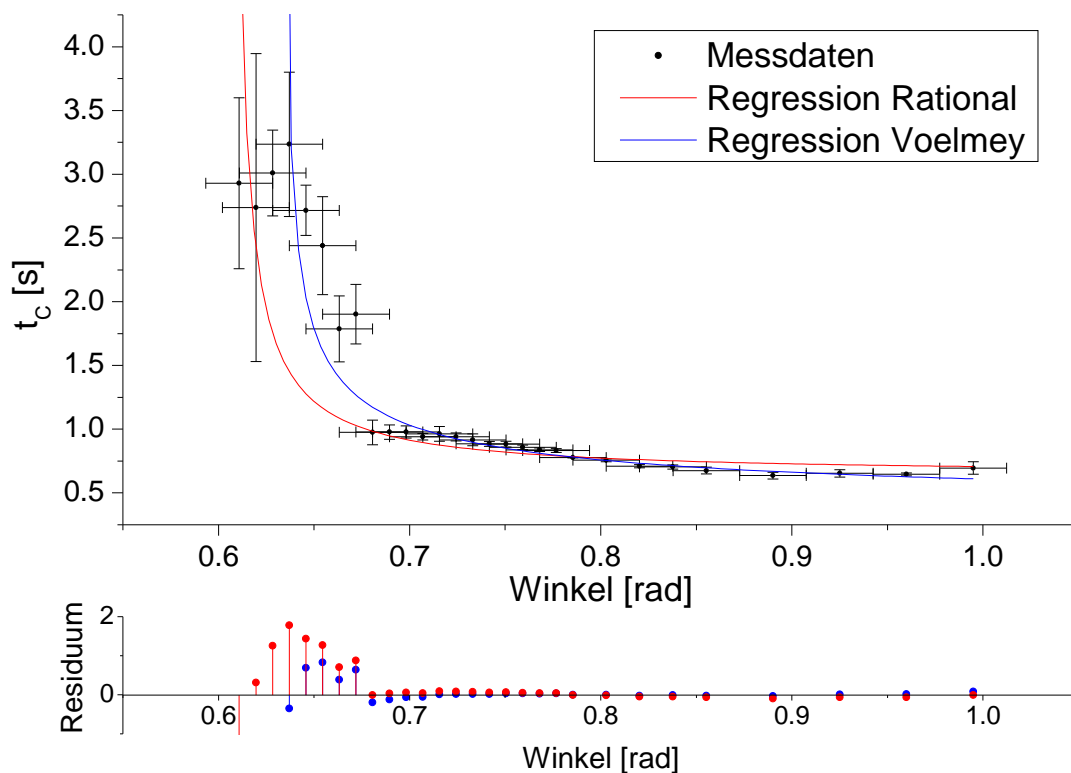


Abbildung 4.10: Gemittelte Zeitdauer, die das Keramik-Pulver zum Zurücklegen der Rampe benötigt, aufgetragen gegen den Ebenenwinkel (schwarze Datenpunkte). Zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten wurden zwei Funktionen an die Daten angepasst. Dabei wurden eine allgemeine rationale Funktion (roter Verlauf) und eine spezielle Funktion (blauer Verlauf) verwendet, die auf Basis der Theorie nach Voelmey entwickelt wurden. Im unteren Diagramm sind die Residuen der beiden Regressionen in den entsprechenden Farben dargestellt.

Tabelle 4.4: Tabelle der Parameter p , die durch eine Regression der Bi-Log-Normalfunktion an die Partikelgrößenverteilung bestimmt wurden. Dieser Parameter gibt das Verhältnis der beiden Verteilungen (kleine zu großen Partikeln) wieder. In den linken Spalten ist das Regressionsergebnis der Größenverteilung der unbeeinflussten Pulver zu sehen. In den rechten Spalten das Ergebnis des Pulvers, nachdem es die schiefe Ebene heruntergerutscht war.

	unbeeinflusst		nach Ebene	
Material	p [1]	Δp [1]	p [1]	Δp [1]
Glas	0,46	0,02	0,14	0,012
Keramik	0,341	9×10^{-3}	0,269	5×10^{-3}

$$t_V(\alpha) = \frac{\sqrt{C} \arccos(\exp(L))}{\sqrt{g(\sin(\alpha) - \mu_V \cos(\alpha))}} = \frac{A}{\sqrt{(\sin(\alpha) - \mu_V \cos(\alpha))}}$$

mit: $\sin(\alpha) - \mu \cos(\alpha) = \sqrt{1 + \mu_V^2} \sin(\alpha - \arctan(\alpha))$

$$\Leftrightarrow t_V(\alpha) = \frac{A}{(\sqrt{1 + B^2} \sin(\alpha - \arctan(B)))}$$

Dabei wurden zwei Parameter A und B eingeführt, die durch die Regression an die Daten angepasst werden sollen, wobei der Parameter $B = \mu_V$. Außerdem wurde zur besseren Anpassung ein weiterer Freiheitsgrad C eingeführt:

$$t_V(\alpha) = \frac{A}{(\sqrt{1 + B^2} \sin(\alpha - \arctan(B)))} + C$$

Das Ergebnis der Regression der rationalen Funktion $t_{rat}(\alpha)$ (roter Verlauf) und der Funktion nach Voelmey $t_V(\alpha)$ (blauer Verlauf) wurde in beiden Diagrammen hinterlegt. Dabei zeigt sich, dass die Regression der Funktion nach Voelmey die Datenpunkte gerade im interessanten Bereich der Singularität relativ gut anpasst. Dies wird auch durch die Residuen (siehe Abb. 4.10) bestätigt. Auch die Datenpunkte der Vermessung des Glas-Pulvers wurden durch beide Regressionsfunktionen angepasst. Hier allerdings ist kein eindeutiger Unterschied zwischen den Funktionen zu erkennen.

Da die Regression mit der Funktion nach Voelmey bessere Ergebnisse liefert, theoretisch erklärt werden kann und sich direkt der Reibungskoeffizient μ_V als Regressionsparameter ergibt, wurden die Ergebnisse der Regression für die weiteren Rechnungen verwendet. Bei der hier durchgeführten Grenzwertbestimmung war zuletzt nur die Bestimmung der Singularitätsposition, also der Grenzwinkel, von Interesse, weshalb das Ergebnis nicht von der absoluten Zeit abhängig ist. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die in Abb. 4.9 gezeigte, konstante Abweichung der Zeit t_C für das weitere Ergebnis keine Bedeutung hat. Daher konnte hier zur Auswertung die einfache Gauß-Funktion statt der Log-Normalfunktion verwendet werden.

Um aus dem hier bestimmten Reibungskoeffizienten den Rollreibungskoeffizienten bestimmen zu können, muss der gefundene Reibungskoeffizient nach Gl. 3.7 mit dem Radius der Partikel multipliziert werden, die tatsächlich bis zum Ende der Rampe gerollt sind. Da die verwendeten Pulver polydispers waren, ist es nicht eindeutig, um welche Partikelgrößen es sich handelt. Um eine mögliche Größeninformation gewinnen zu können, wurde das Pulver daher bei jedem Versuch am Ende der Ebene in einem Becherglas aufgefangen. Das bei einem sehr kleinen Neigungswinkel der Rampe aufgefangene Pulver wurde mit Hilfe des Mikroskops vermessen. Aus diesen Messungen konnte die Partikelgrößenverteilung für das Keramik-Pulver bestimmt werden (Abb. 4.11).

Der direkte Vergleich der Größenverteilung des unbeeinflussten Keramik-Pulvers und des gleichen Pulvers nach dem Zurücklegen der Rampe zeigt einen Unterschied. Um diesen Unterschied besser beschreiben zu können, wurde auch an die Partikelgrößenverteilung nach Zurücklegen der Ebene die bekannte Funktion der Bi-Log-Normalverteilung (siehe Kapitel A.1) angepasst. Dabei zeigt sich die größte Änderung beim Regressionsparameter p , der das Verhältnis ausdrückt zwischen der ersten Log-Normalverteilung bei kleinen Partikeln und der zweiten Verteilung bei großen Partikeln. Die wurde auch für das Glaspulver durchgeführt und anschließend wurden alle Ergebnisse in die Tabelle 4.4 eingetragen.

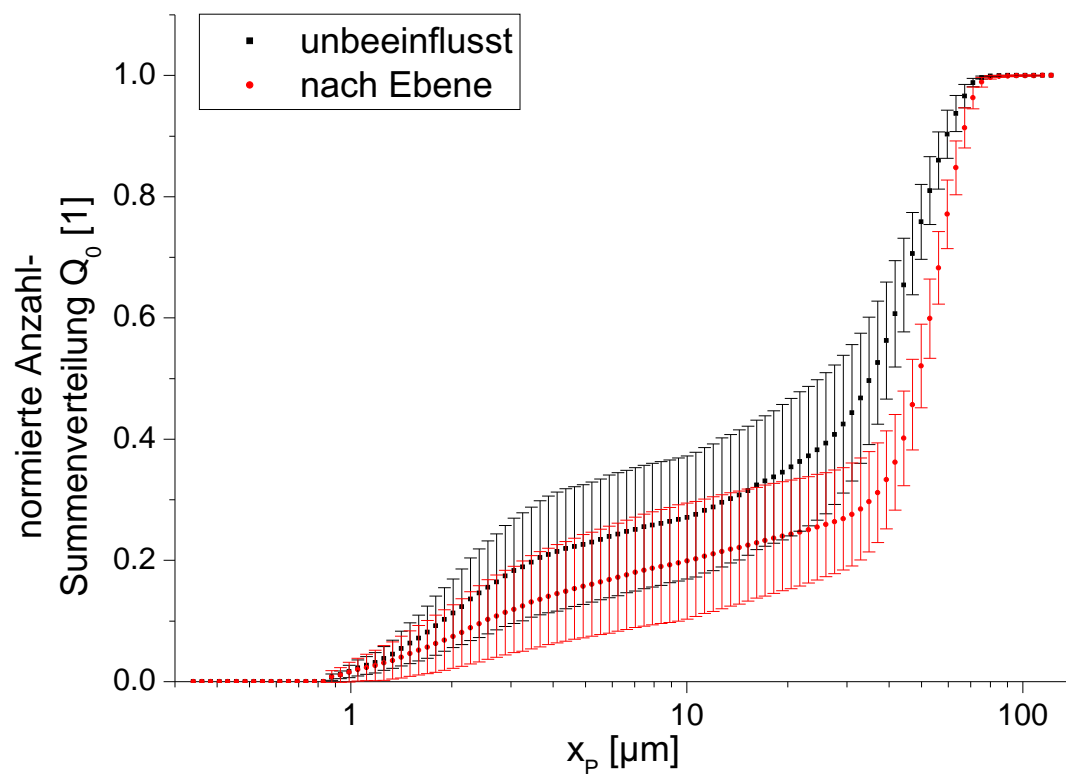


Abbildung 4.11: Ergebnis der Partikelgrößenvermessung des Keramik-Pulvers mit dem automatisierten Mikroskop-System. Die schwarzen Datenpunkte zeigen die Größenverteilung des unbeeinflussten Pulvers. Die roten Datenpunkte zeigen die Größenverteilung nachdem das Pulver bei einem möglichst kleinen Winkel die Länge der schiefen Ebene zurückgelegt hat. Zwischen beiden Messungen ist ein klarer Unterschied zu erkennen.

Tabelle 4.5: Diese Tabelle zeigt das Ergebnis des Regressionsparameters B und den daraus berechneten Rollreibungskoeffizienten μ_R .

Material	B [1]	ΔB [1]	μ_R [m]	$\Delta\mu_R$ [m]
Glas	0,713	0,012	$6,4 \times 10^{-6}$	$1,5 \times 10^{-6}$
Keramik	0,7457	$1,8 \times 10^{-3}$	$1,6 \times 10^{-5}$	$0,7 \times 10^{-5}$

In der Tabelle ist eindeutig zu erkennen, dass der Parameter p der Pulver nach der Ebene kleiner ist, als bei dem unbeeinflussten Pulver. Dies bedeutet, dass der Anteil an kleinen Partikeln in den Verteilungen abgenommen hat. Dies kann so interpretiert werden, dass eine größere Anzahl der großen Partikel die komplette schiefe Ebene zurückgelegt hat und die kleineren Partikel dagegen eher auf der Ebene liegen geblieben sind.

Dieser Effekt kann mit Hilfe der Dynamik von Lawinen beschrieben werden. Hierzu muss der Grenzwinkel α_G (siehe Gl. 3.6) in Abhängigkeit der Rollreibung ausgedrückt werden mit Gl. 3.7:

$$\begin{aligned}\mu_R &= R \cdot \tan(\alpha_G) \\ \Leftrightarrow \alpha_G &= \arctan\left(\frac{\mu_R}{R}\right)\end{aligned}$$

Da der Arcustangens bei kleinen Winkel ein lineares Verhalten aufweist, bedeutet dies, dass kleine Partikel (kleine Partikelradien) einen größeren Grenzwinkel α_G aufweisen als große Partikel. Demnach beginnen kleine Partikel erst bei größeren Neigungswinkeln zu rollen oder die kleinen Partikel bleiben länger auf der Ebene liegen, da ihr Grenzwinkel noch nicht erreicht wurde. Dadurch kann durch die Annahme, dass die Partikel auf der Ebene zunächst rollen und die Theorie nach Voelmey angewandt werden kann, auch der Effekt der sich ändernden Größenverteilung erklärt werden. Würde die Annahme, dass Partikel zunächst rollen, nicht getroffen werden, könnte dieses Ergebnis nicht erklärt werden.

Mit dieser Information ist es möglich den Rollreibungskoeffizienten über $\mu_R = R \cdot \mu_V = R \cdot B$ zu bestimmen. Da ein eindeutiger Partikelradius auch durch die Mikroskopmessung nicht bestimmt werden konnte, wurde ein mittlerer Radius R abgeschätzt. Hierzu wurde der Wert $x_{50,2}/2$ der Regression der Bi-Log-Normalverteilung verwendet, da dieser dem Mittelwert der Verteilung der großen Partikeldurchmesser entspricht. Um den Fehler dieser Annahme abschätzen zu können, wurde zudem eine einfache Log-Normalfunktion an die Mikroskopdaten angepasst. Für den dabei bestimmten Mittelwert der Partikeldurchmesser x_{50} wurde auch ein Rollreibungskoeffizient bestimmt, dessen Abweichung zum erst genannten Reibungskoeffizienten als Fehler angenommen wurde.

Die Messung des Rollreibungskoeffizienten ist mit einem relativ großen Fehler behaftet, da neben der Streuung der Messung an der schiefen Ebene noch die Partikeldurchmesserstreuung eingeht, was bei polydispersen Pulvern automatisch die Aussagekraft der Messung begrenzt. Die Ergebnisse sind zusammen mit dem Regressionsparameter B in Tab. 4.5 aufgeführt.

4.1.3 Messdaten des optischen Partikelzählers

4.1.3.1 Auswertung der Streulicht-Partikelzählung

Nachdem die Versuche, wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben, durchgeführt wurden, konnten die Messdaten des optischen Partikelzählers ausgewertet werden. Hierzu wurden zunächst die digitalen Spannungssignale der gezählten Partikel in deren Äquivalenzdurchmesser umgerechnet, wie es in Kapitel A.3 erläutert wird. Diese Umrechnung konnte ermöglicht werden, wenn die Partikelgrößen relativ betrachtet werden.

Bei der Berechnung der Lichtstreuungsintensität und somit auch bei der Erstellung einer Umrechnungstabelle wird die Annahme gemacht, dass die Partikel sphärisch sind. Die hier verwendeten Laktosepulver bestehen aber aus nicht-sphärischen Partikeln, so dass diese theoretische Betrachtung der Lichtstreuung und damit auch die Umrechnung nur auf den Äquivalenzdurchmesser nicht aber auf den absoluten Partikeldurchmesser möglich ist. Ferner ist die Trenngrenze des virtuellen Impaktors nicht über die gesamte Messung konstant, sondern ändert sich mit der sich ändernden Strömung im Windkanal, wie dies bei den Simulationsergebnissen gezeigt wird (siehe Kap. A.4.2). Damit ist es für diesen Versuch möglich, die Partikelgrößen nur bezogen auf den relativen Äquivalenzdurchmesser zu bestimmen.

Die hier vorgestellten Experimente wurden zur Überprüfung der numerischen Simulation der Partikelbewegung durchgeführt. Um für die Simulation die Startbedingung herstellen zu können, wird zunächst eine Information der absoluten Partikelgrößenverteilung benötigt. Um diese zu bestimmen, wurden die Messungen am Mikroskop durchgeführt. Da die in der Simulation definierten Partikel einen unveränderlichen Durchmesser haben, ist es im Folgenden ausreichend, die Partikelgrößen relativ zu betrachten, da sich nun im Rahmen des bekannten Pulvers nur relative Änderungen bedeutend sind, wie z. B. ob mehr oder weniger Partikel eines Größenbereichs im Vergleich zu einem Zweiten detektiert werden. Diese Informationen können auch aus der Verteilung eines relativen Äquivalenzdurchmessers bestimmt werden, wobei sich eine Einschränkung in der Auswertung der Partikelgrößenverteilung ergibt. Deshalb werden im Folgenden die Partikelgrößenverteilungen nur relativ betrachtet.

Zur relativen Untersuchung der Partikelgrößenverteilung des Ergebnisses einer Messung sind im wesentlichen zwei Ansätze möglich. Zum einen kann innerhalb eines Versuches betrachtet werden, ob mehr kleinere oder größere Partikel vom Zähler registriert wurden. Hierzu eignet sich insbesondere der Regressionsparameter p der Bi-Log-Normalverteilung (siehe Kap. A.1). Dieser Parameter gibt das Verhältnis zwischen zwei Log-Normalverteilungen an. Zum anderen besteht die Möglichkeit, die Ergebnisse der Regressionsdurchführung relativ zu anderen Versuchen zu betrachten. Durch die Durchführung eines geeigneten Versuchsplans ergeben sich eine Vielzahl von Möglichkeiten zur Untersuchung des Einflusses von verschiedenen Strömungsfaktoren auf den untersuchten Mechanismus. Bei dieser Betrachtung dürfen alle Regressionsparameter einer Log-Normal- oder Bi-Log-Normalverteilung relativ zwischen den Experimenten betrachtet werden.

Nach der direkten Aufnahme der Messung lagen zunächst die Messergebnisse als Rohdaten in einer Textdatei vor. Um die Daten aufzubereiten, wurde ein selbstgeschriebenes Programm (Programmierungsumgebung: LabView) verwendet, das zunächst die verschiedenen Zeitpunkte aufarbeitet und eine Zeitverteilung der Partikelanzahl unabhängig von der Partikelgröße erzeugt. Dazu wurde die Messzeit in Intervalle mit einer Breite von 1 s unterteilt und die Partikelanzahl innerhalb dieser Zeit kumuliert. Da nun die Zählung der Partikel parallel zur Strömungssteuerung gestartet wurde, war es möglich, diese Zeitverteilung in Abhängigkeit der aktuellen Strömung zu untersuchen.

Hierzu wurden diese Daten in einem weiteren Programm (Mathematica 6.0, Wolfram Research Inc., USA) analysiert, das zudem auch die Datei mit den Messwerten der Steuerkarte verarbeiten kann. Dadurch konnte die zeitliche Verteilung der Partikelanzahl gegen die Strömung aufgetragen werden. Zudem wurden aus der Datei, die alle vorgenommenen Einstellungen der Versuche enthält, alle wichtigen Größen zur Charakterisierung der Strömung ausgelesen, um die Abhängigkeit zwischen der von der Schüttung dispergierten Partikelanzahl von der Strömung im Windkanal beschreiben zu können. Das Diagramm in Abb. 4.12 zeigt eine solche Gegenüberstellung der Strömung mit den Partikel-Zählraten für eine Messung mit Glas-Pulver, bei einer maximalen Volumenströmung von 275 l min^{-1} und einer Steigung von $10,03 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

In diesem Diagramm ist eindeutig zu erkennen, dass, wie es zu erwarten war, die Anzahl der von der Schüttung dispergierten Partikel zeitlich nicht konstant ist, da die sich ändernde Strömung auch eine sich ändernde Dispersion erzeugt und somit die Partikelanzahl abhängig von der Strömung sein sollte. Jedoch zeigt sich in diesem Diagramm eine stärkere Abhängigkeit, als sie zunächst vermutet wurde.

Zunächst steigt die Volumenströmung im Windkanal stetig an. Genau, wie es erwartet wurde, beginnen dabei auch die ersten Partikel von der Schüttung abzuheben. Bei diesem Abheben müssen die Kräfte durch die Strömung auf die Partikel neben der Gravitation auch die Partikeladhäsion in der Schüttung überwinden, erst dann können die Partikel dispergieren. Diese Strömungskräfte steigen mit steigender Strömungsgeschwindigkeit quadratisch an (siehe Gl. 2.64). Dadurch können zunächst nur leichte Partikel oder Partikel, die an Stellen mit schwächeren Adhäsionskräften durch die Schüttung liegen, abheben. So heben zunächst nur wenige Partikel ab. Mit steigender Volumenströmung dispergieren aber immer mehr Partikel von der Schüttung. Wie das Diagramm 4.12 zeigt, steigt die Partikelanzahl nicht linear mit der steigenden Strömungsgeschwindigkeit an. Dies wurde bei allen Messungen beobachtet und ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass die Strömungskräfte nicht linear mit der Strömung steigen und die Partikeldurchmesser nicht gleichverteilt sind. Dadurch sind auch die Partikelmassen und die Anziehung durch andere Partikel nicht gleichverteilt. Nur wenn eine Gleichverteilung vorliegt und somit von jeder Partikelmasse eine gleiche Anzahl vorliegen würde, könnte mit einem linearen Anstieg der Partikelanzahl gerechnet werden. Zusätzlich wird durch die quadratische Änderung der Kräfte von der Strömung auch ein nicht lineares Dispersionsverhalten erwartet.

An einem bestimmten Punkt ist das zeitliche Maximum der Partikelanzahl erreicht. Dieser Zeitpunkt fällt häufig mit dem Erreichen der maximalen Volumenströmung zusammen. Anschließend geht diese dann über in eine konstante Strömung, weshalb erwartet wurde, dass auch die Partikelanzahl in einen konstanten

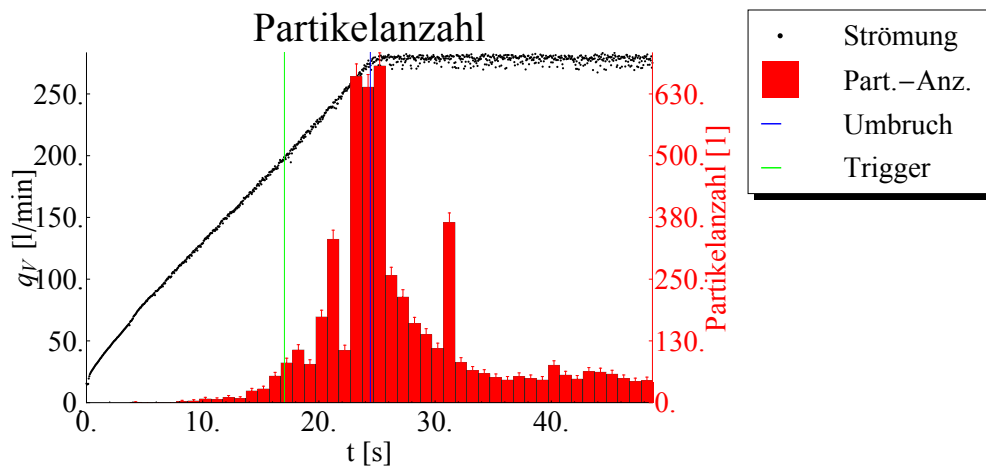


Abbildung 4.12: Anzahl der gezählten Partikel pro Sekunde einer Messung mit Glas-Pulver (rote Balken), bei einer maximalen Volumenstromung $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Steigung $m_q = 10,03 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Um die zeitliche Anzahl der von der Schüttung dispergierten Partikel mit der Strömung vergleichen zu können, wurde in das Diagramm der Verlauf der Volumenstromung aufgetragen (schwarz). Die bei den Balken eingetragenen Zählfehler wurden auf Basis Standardabweichung der Poissonverteilung über \sqrt{N} (N : Partikelanzahl) bestimmt. Der blaue Strich zeigt den Übergang der steigenden zur konstanten Volumenstromung an, der grüne den Trigger der Kamera.

Verlauf übergeht. Stattdessen fällt jedoch die Partikelanzahl wieder stark ab und geht in einen niedrigen, konstanten Verlauf über. Dieser Abfall kann mit der recht einfachen Betrachtung der Dispersion zunächst nicht erklärt werden, da hierzu zunächst die Wechselwirkung der Pulverschüttung mit einer konstanten Umströmung betrachtet werden muss.

Bei einer konstanten Umströmung wirkt der Haufen auf das umströmende Fluid wie ein poröses Medium (Kap. 2.5.4). Dadurch kann die Strömung nicht tief in die Schüttung eindringen und es kommt zu einer Umströmung der Schüttung. Somit bildet sich eine Grenzschicht in der unmittelbaren Umgebung der Schüttung aus und die Fluidgeschwindigkeit auf der Schüttungsoberfläche wird langsamer. Die wirkende Widerstandskraft wird somit an dieser Stelle sehr gering und es werden weniger Partikel von der Oberfläche dispergiert. Dadurch kommt es zu einem unerwarteten Abfall der Partikelanzahl. Trotzdem verlassen weiterhin immer wieder einige Partikel die Schüttung, was dadurch erklärt werden kann, dass trotz der Grenzschicht immer wieder zufällig einige Partikel eine so exponierte Lage oder eine so geringe Masse haben, dass sie trotzdem dispergieren. Ein solches Partikel stört dann zum einen die ausgebildete Grenzschicht, so dass die Fluidgeschwindigkeit an dieser Stelle steigt und weitere Partikel dispergieren lässt. Zum anderen stößt ein abhebbendes Partikel recht häufig mit weiteren Partikeln in der Schüttung, die dann durch den Impulsübertrag von der Schüttung dispergieren. Beide Effekte können auftreten und es können weitere Partikel von der Schüttung dispergieren, was durch die Bilder der Hochgeschwindigkeitskamera in Kap. 4.1.4 bestätigt wird.

Nun wirft diese Interpretation weitere Fragen auf. Zum einen stellt sich die Frage, warum die Partikelanzahl während der steigenden Volumenstromung ein Maximum aufzeigt. Dies lässt darauf schließen, dass sich in diesem Bereich keine oder nur eine teilweise Grenzschicht ausbilden kann. Durch eine reduzierte Grenzschicht wirkt eine höhere Widerstandskraft auf die Partikel, die dadurch von der Schüttung dispergieren. Dabei kommt es zu einer weiteren Störung der Grenzschicht und zu Stößen, die immer mehr Partikel dispergieren lassen. Diese Argumentation liefert einen möglichen Grund für den nicht-linearen Anstieg der Partikelanzahl. Um diese Annahme zu untermauern, wurden weitere Versuche unternommen, deren Ergebnisse in Kapitel 4.1.3.2 diskutiert werden.

Zum anderen stellt sich die Frage, ob die Bewegung der Fluidströmung geometrisch so variiert werden kann, dass es nicht zur Ausbildung einer Grenzschicht kommt oder diese stark gestört wird. Dadurch würden auch innerhalb einer konstanten Volumenstromung die Partikel durch die Strömung von der Schüttung dispergieren. Hierzu wurden verschiedene Einbauten entwickelt, deren Wirkung auf die Dispersion durch eine statistische Auswertung untersucht werden sollte. Hierzu wurden auch bei diesen Messungen die hier

vorgestellten Parameter durch das selbst entwickelte Programm bestimmt (Abb. 4.12). Diese Daten wurden dann in eine Datenbank eingetragen, so dass sie bei der Auswertung (siehe Kapitel 4.1.3.3) näher untersucht werden konnten.

Bei der Untersuchung der verschiedenen, geometrischen Einbauten hat sich gezeigt, dass der Vortex-Generator (siehe Abb. 3.12b) die Entstehung dieser Grenzschicht am besten verhindert oder diese zerstört. Diese Eigenschaft auf die Strömung wurde auch von diesem Einbau erwartet, da dieser dafür verwendet wird. Die Zerstörung der Grenzschicht war hier so effektiv, dass alle Partikel von der Schüttung dispergiert waren und damit im Bereich konstanter Strömung keine mehr abheben konnten. Eine solche Messung zeigt Abb. A.24, in der Unterschiede zu den zuvor gezeigten Ergebnissen zu erkennen sind. Durch den Vortex-Generator beginnen die Partikel bei einer sehr geringen Volumenströmung abzuheben. Dabei dispergiert sofort eine große Anzahl von Partikeln, die unabhängig von der steigenden Volumenströmung konstant bleibt. Erst nach einer etwas längeren Zeit wird die Partikelanzahl kleiner, da zu diesem Zeitpunkt die Schüttung bereits vollständig dispergiert ist. Dieser Vorgang kann sehr gut durch die Videos der Beobachtungskameras (siehe „Glas_275_10_VG_B1“ und „Glas_275_10_VG_B2“) beobachtet werden. Dagegen war diese Dispergierung ohne einen Einbau nicht so stark und die Schüttung verliert nur geringfügig an Höhe (siehe „Glas_275_10_XX_B1“ und „Glas_275_10_XX_B2“).

Nach der hier vorgestellten Erklärung der Dispersion der Partikel von der Schüttung sollte die Strömung auch einen Einfluss auf den Durchmesser der dispergierten Partikel haben. Daher sollte auch der Durchmesser der Partikel von der Strömung abhängig sein. Um diese mögliche Abhängigkeit besser zu untersuchen, wurden die Partikeldurchmesser, die innerhalb von Sekundenintervallen gezählt wurden, gemittelt durch die Berechnung des statistischen Mittelwerts und deren Standardabweichung. Diese Daten können dann in einem Diagramm auch mit den Messergebnissen der Volumenströmung dargestellt werden (Abb. 4.13).

Eine Interpretation dieser Diagramme ist nicht ohne weiteres möglich. Denn der Partikeldurchmesser ist eine sehr stark schwankende Größe, so dass das Ergebnis von der Partikelanzahl abhängig ist. Dispergiert eine große Anzahl von Partikeln, ist der statistische Mittelwert weniger stark davon abhängig, ob ein Partikel davon größer oder kleiner ist, als der Rest aller Partikel. Bei wenigen Partikeln hingegen kann bereits ein einziges Partikel den berechneten Durchmesser-Mittelwert stören. Dies erklärt, warum gerade zu Beginn der Messung die Mittelwerte stärker schwanken. Diese Schwankung nimmt mit der Zeit etwas ab. Ein Vergleich mit dem Diagramm des zeitlichen Verlaufs der Partikelanzahl bestätigt dies. Dadurch ist es gerade zu Beginn der Messung, während der Steigung der Strömung, nicht ohne weiteres möglich abzuschätzen, ob die Durchmesser der dispergierenden Partikel von der Luftströmung im Windkanal abhängig sind, so dass hier keine eindeutige Aussage getroffen werden kann.

Dies zeigt auch ein weiteres Diagramm in Abb. A.25 einer Messung, die bei den gleichen Einstellungen aufgenommen wurde. Vergleicht man beide Diagramme, zeigt sich nur eine Gemeinsamkeit. Erst bei Erreichen einer größeren Volumenströmung, heben genug Partikel ab, um einen eindeutigen Mittelwert erkennen zu können. Um trotzdem auch im Bereich steigender Strömungen eine Aussage über Mittelwerte treffen zu können, wurden diese über das Mathematica-Programm erfasst und statistisch ausgewertet. Die Ergebnisse dieser Betrachtungen werden im Kapitel 4.1.3.3 näher untersucht.

Neben dieser Untersuchung sollte auch der Einfluss der verschiedenen Strömungseinstellungen und der Geometrien auf die Partikeldurchmesser untersucht werden. Dabei hat sich bereits zu einem frühen Zeitpunkt der Auswertung gezeigt, dass die Partikelgrößenverteilungen selbst zwischen Versuchen mit gleichen Einstellungen schwanken, so dass eine Auswertung der Abhängigkeiten nicht ohne weiteres möglich war. Daher mussten diese Informationen mit Hilfe einer einfacheren Betrachtung ausgewertet werden. Doch zunächst mussten die Rohdaten der Partikelzählraten über die zuvor genannte Umrechnungstabelle in den Äquivalenzdurchmesser umgewandelt werden. Anschließend wurde die Anzahl der Partikel bestimmt, die innerhalb eines bestimmten Kanals aufgetreten sind. Hierdurch ergibt sich eine Größenverteilung, die in eine normierte Summenverteilung umgerechnet wurde, die in der folgenden Auswertung besser durch eine nicht-lineare Regression angepasst werden konnte (siehe Kapitel A.1). Dann wurde die Summenverteilung jeder Messung in eine Datenbank (Microsoft Access, Microsoft Corporation, USA) eingefügt und mit einem weiteren Programm (Mathematica 6.0, Wolfram Research, USA) aus dieser Datenbank eine einzige Summenverteilung durch eine Mittelung aller Versuche mit gleichen Strömungseigenschaften, Einbauten und Pulvern berechnet. Hierzu wurde ein Satz von statistischen Structured Query Language (SQL)-Befehlen verwendet, durch die die Datenbank Mittelwerte und Standardabweichungen der Summenverteilungen berechnete.

Anschließend wurden die kumulativen Verteilungen durch eine nicht-lineare Regression angepasst. Denn wie von [Becker 2008] gezeigt wurde, kann nur die Summenverteilung sinnvoll durch eine Regression charakterisiert werden. Hierzu wurde zunächst zur automatischen Auswertung eine einfache Log-Normalverteilung,

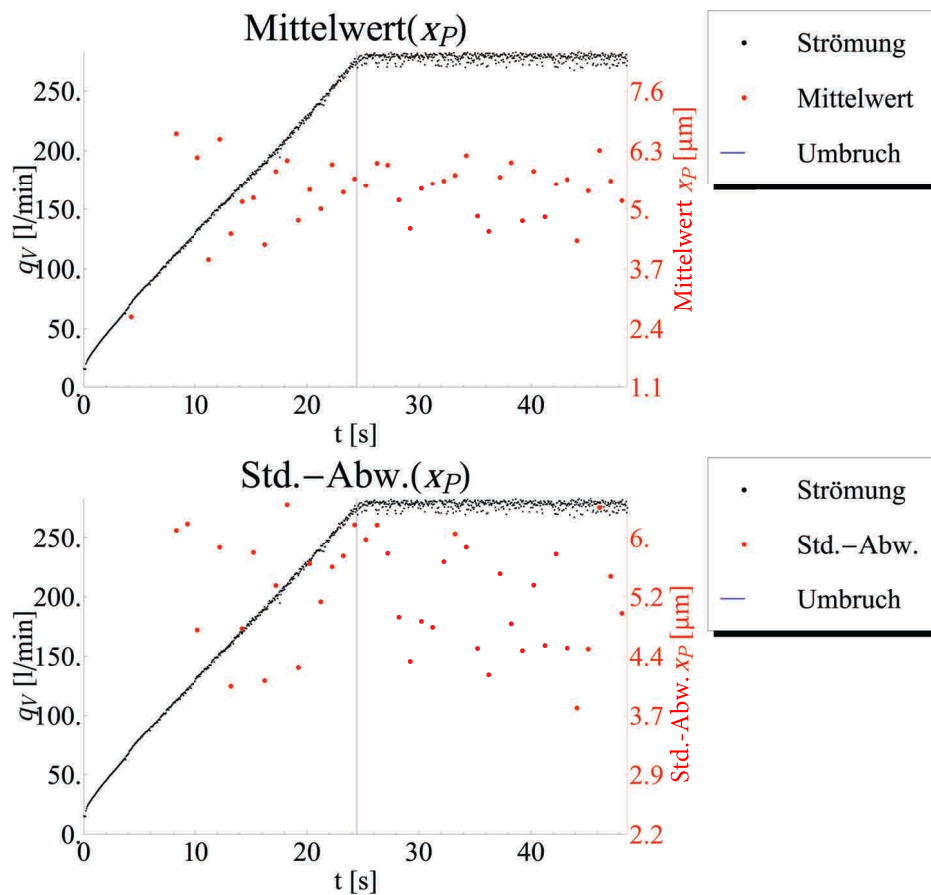


Abbildung 4.13: Oben: Mittelwerte der Partikeldurchmesser, die innerhalb eines Zeitintervalls von 1 s gezählt wurden (rote Datenpunkte). Unten: Standardabweichung dieser Durchmesser (rote Datenpunkte). Zudem ist in den Diagrammen der zeitliche Verlauf der Volumenströmung (schwarze Punkte) und der Übergang von der steigenden zur konstanten Strömung dargestellt (blaue Linie). Die Diagramme zeigen das Ergebnis der Partikelzählung bei einer Messung mit Glas-Pulver, einer maximalen Volumenströmung $q_{V,\max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Steigung von $m_q = 10,03 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

dann eine Bi-Log-Normalverteilung angepasst, so dass die bei der Mittelung bestimmte Standardabweichung berücksichtigt werden konnte. Die Summenverteilung und die Ergebnisse der beiden Regressionen sind in Abb. 4.14 gezeigt.

Bei der Betrachtung der in dieser Abbildung gezeigten Diagramme gilt es zunächst zu berücksichtigen, dass durch die Umrechnung der gemessenen Streulichtspannung auf die Partikeldurchmesser die berechneten Partikeldurchmesser x_P nur relativ betrachtet werden dürfen. Daher wäre es an dieser Stelle sinnvoll, die Achsenbeschriftung nicht zu zeigen. Jedoch ist es nur mit der Angabe einer Skala möglich eine nicht-lineare Regression durchzuführen.

Die bestimmten Regressionsparameter sind in den Tabellen unterhalb der Diagramme aufgelistet. Von besonderer Bedeutung sind hier die Parameter x_{50} und s der Log-Normalverteilungsregression, die gleich dem Median und der Standardabweichung der Verteilung sind. Zudem hat sich bei der folgenden Auswertung gezeigt, dass auch der Parameter p eine gute Beschreibung der Verteilung wiedergibt. Dieser gibt das Verhältnis zwischen den beiden Einzelverteilungen und damit zwischen großen und kleinen Partikel an, das so nicht durch x_{50} und s bestimmt werden kann. Dagegen charakterisieren die Parameter $x_{50\,1}$, $x_{50\,2}$ (in der Tabelle y_{50}), s_1 und s_2 zwar die Verteilungsfunktion, geben aber keinen Eindruck über Veränderungen zwischen den Verteilungen.

4.1.3.2 Pulverdispergierung bei verschiedenen zeitlichen Strömungsverläufen

Neben den zuvor erläuterten Versuchen zur Dispergierung der Pulverschüttung wurden weitere Versuche mit veränderten Strömungsverläufen betrachtet. Zum einen sollte durch die unterschiedlichen Verläufe der Einfluss einer nicht konstanten Volumenströmung auf die Ausbildung einer Grenzschicht untersucht werden. Zum anderen sollten die Versuche zur Überprüfung der Windkanalkonstruktion verwendet werden. Hierzu wurden als Strömungsverlauf ein Sägezahn-Verlauf und ein Dreieck-Verlauf für den Volumenfluss im Bereich von 0 l min^{-1} bis 275 l min^{-1} gewählt.

Bei einem Vergleich der Ergebnisse mit den zuvor vorgestellten Experimenten, sollte gezeigt werden, wie sich der Einfluss einer nicht konstanten Strömung auswirkt. Da eine solche Strömung die Ausbildung einer Grenzschicht abschwächt, kann eine Reduzierung der Partikeldispersion vermutet werden, so dass auch hier der zeitliche Verlauf der dispergierten Partikelanzahl dem Strömungsverlauf gegenüber zu stellen ist. Dazu wurden entsprechend Abb. 4.12 Diagramme erstellt, die dies auch für die anderen Strömungsverläufe aus Abb. 3.13 zeigen. Für den dort gezeigten Sägezahn-Verlauf und Glaspulver ist dies in Abb. 4.15 gezeigt. Zudem zeigt Abb. A.26 das Diagramm des Ergebnisses bei der Messung von Keramikpulver.

Zunächst zeigt sich dort das gleiche Bild wie in Abb. 4.12. Nachdem die Volumenströmung etwas angestiegen ist, beginnen auch die ersten Partikel von der Schüttung zu dispergieren. Dabei nimmt die Partikelanzahl immer mehr zu. Anschließend scheint die Partikelanzahl wieder zu fallen, obwohl die Strömung noch weiter ansteigt. Nachdem die Volumenströmung wieder auf null abgefallen ist und erneut zu steigen beginnt, konnten nach Erreichen einer bestimmten Volumenströmung wieder mehr Partikel gezählt werden.

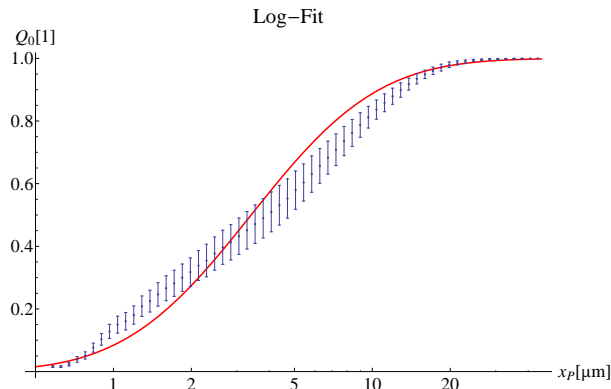
In diesem zweiten Strömungsanstieg ist die maximale Anzahl von Partikeln pro Zeitintervall geringer als bei dem Anstieg. Dies ist darauf zurückzuführen, dass nach der ersten Phase des Anströmens bereits viele Partikel die Schüttung verlassen haben. Beim zweiten Anströmen hat sich dadurch die Höhe der Schüttung verringert und es liegen weniger Partikel auf der Oberfläche zur Verfügung. Durch die Reduzierung der Schüttungshöhe wird auch der Querschnitt des Windkanals etwas größer, so dass sich die Strömungsgeschwindigkeit und damit die Strömungskraft auf die Partikel in der Schüttung reduzieren. Beide Effekte führen zu einer geringeren Dispersion von Partikeln.

Der bei dieser Messung auftretende Effekt, dass die Partikelanzahl trotz steigender Volumenströmung ab einer bestimmten Strömung plötzlich abfällt, soll im Folgenden diskutiert werden. Zum einen könnte dies daran liegen, dass die Partikel ab dieser Strömungsgeschwindigkeit schlecht von der Schüttung dispergieren. Zum anderen könnte es zu einer Abweichung in der Strömung im Windkanal oder dem virtuellen Impaktor kommen, so dass die Impaktor-Sammeleffizienz reduziert wird.

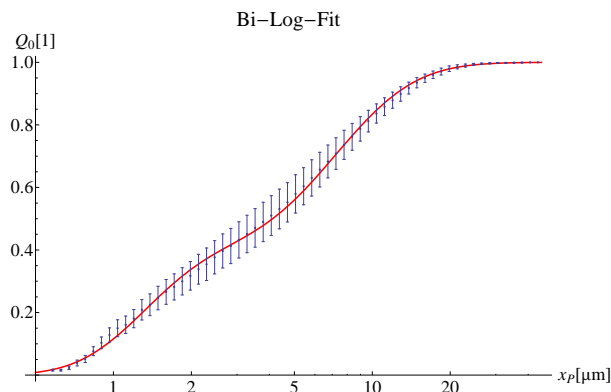
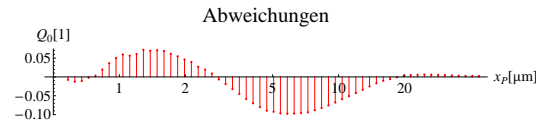
Um diesen Effekt weiter untersuchen zu können, wurden Messungen durchgeführt, bei denen die Volumenströmung über einen Dreiecksverlauf gesteuert wurde. Das Ergebnis dieser Messung mit Glaspulver wird in Abb. 4.16 und mit Keramikpulvern in Abb. A.27 gezeigt.

In beiden Diagrammen wird der Dreiecksverlauf der Volumenströmung (schwarze Datenpunkt) gezeigt. Dabei wurden die Übergänge zwischen den steigenden und fallenden Steigung gut wiedergegeben, so dass scharfe Kanten zu sehen sind.

"Material"	"Glas"
"Einbau"	"X"
"Q(max)"	275
"Q(Steigung)"	10.0638



	"Estimate"	"Asymptotic SE"	"CI"
x50	3.40347	0.0946322	{3.21411, 3.59283}
s	0.627975	0.0145582	{0.598844, 0.657106}



	"Estimate"	"Asymptotic SE"	"CI"
p	0.410072	0.0148944	{0.380235, 0.43991}
x50	1.31574	0.0375695	{1.24048, 1.39101}
s1	0.335664	0.0139075	{0.307804, 0.363524}
y50	7.22578	0.175855	{6.8735, 7.57806}
s2	0.395806	0.0103302	{0.375112, 0.416499}

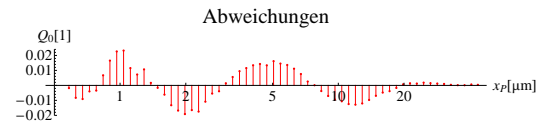


Abbildung 4.14: Gemittelte Summenverteilung aller Messungen mit Glas-Pulver bei einer maximalen Volumenströmung $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Steigung von $m_q = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (blauen Datenpunkte). Die Fehlerbalken wurden über die Standardabweichung der Verteilungen berechnet. An die Messdaten wurden eine Log-Normalverteilung (obere Diagramme) und eine Bi-Log-Normalverteilung durch eine nicht-lineare Regression angepasst. Unterhalb des jeweiligen Diagramms ist eine Tabelle gezeigt, die die Ergebnisse der Regressionen wiedergibt. Die Werte x_{50} und y_{50} haben die Dimension μm . Unterhalb der Tabellen sind die Residuen-Diagramme gezeigt.

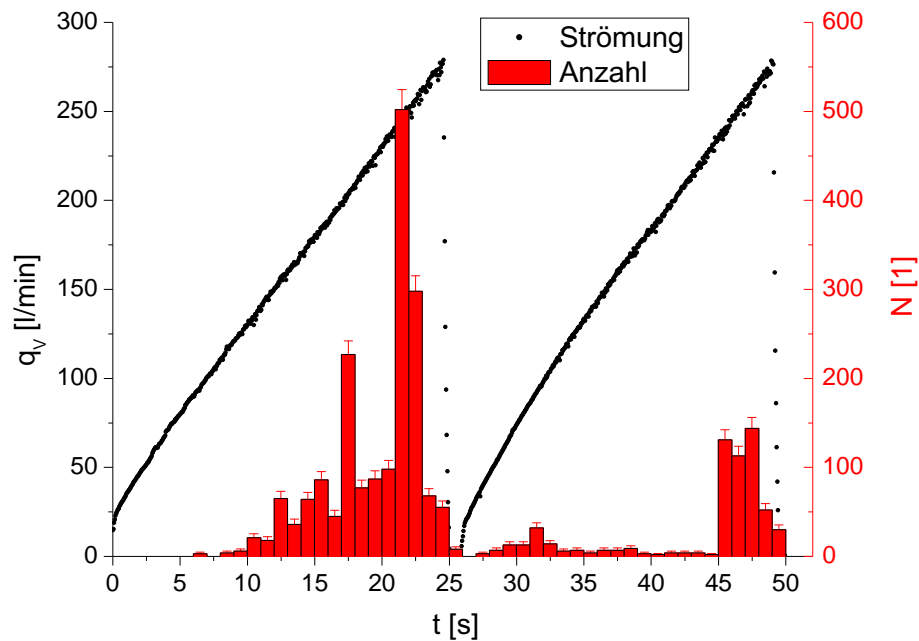


Abbildung 4.15: Zeitlicher Verlauf der Partikelanzahl (rote Balken) bei einer sich ändernden Strömung mit Sägezahn-Verlauf (schwarze Datenpunkte). Dieses Diagramm zeigt das Ergebnis von Glaspulver bei einer maximalen Volumenströmung von $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Steigung von $m_q = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Die Fehlerangaben beruhen auf der Berechnung der Standardabweichung der Poisson-Verteilung.

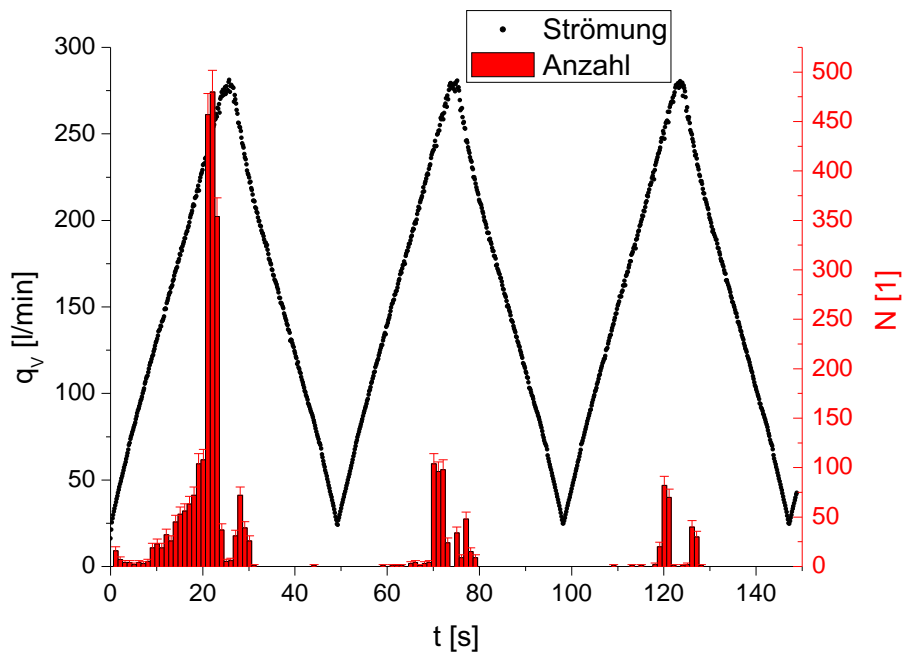


Abbildung 4.16: Zeitlicher Verlauf der Partikelanzahl (rote Balken) bei einer sich zeitlich ändernden Partikelströmung (schwarze Datenpunkte) mit einem Dreieck-Verlauf. Dieses Diagramm zeigt das Ergebnis von Glaspulver bei einer maximalen Volumenströmung von $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Steigung von $m_q = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Die hier gezeigten Fehler wurden über die Standardverteilung der Poisson-Verteilung berechnet.

Die Anzahl der gezählten Partikel steigt, wie auch bei den zuvor gezeigten Messungen, mit dem Volumenfluss an. Aber auch bei diesen Messungen fällt die Partikelanzahl ab einer bestimmten Volumenströmung plötzlich ab, obwohl diese weiter ansteigt. Nach dem Erreichen der maximalen Volumenströmung dreht diese ihre Steigung um und wird erneut kleiner. Doch während die Strömung kleiner wird, steigt auch die Partikelanzahl plötzlich wieder an. Bei einer genaueren Betrachtung zeigt sich, dass dieser Anstieg bei Erreichen einer ähnlichen Volumenströmung wie zuvor registriert wurde. Mit fallender Strömung nimmt auch die Partikelanzahl weiter ab, wie es erwartet wurde.

Bei den folgenden Dreiecksverläufen wiederholt sich dieses Verhalten des plötzlichen Abfallens und Anstiegs der Partikelanzahl immer wieder. Die Gesamtzahl der Partikel bei jeder Wiederholung eines Dreiecksverlaufs reduziert sich kontinuierlich. Der Effekt kann, wie auch bereits bei der Messung der Sägezahnspannung, damit erklärt werden, dass die Anzahl der Partikel in der Schüttung und damit die Schüttungshöhe abnimmt.

Da auch bei diesen Messungen der Effekt der fallenden Partikelanzahl bei Erreichen einer bestimmten Volumenströmung auftritt, kann dieser nicht auf die spezielle Form der Sägezahnspannung zurückgeführt werden. Doch bei dieser Messung zeigt dieser Effekt zweimal seine Wirkung bei ähnlichen Volumenströmungen. Zunächst einmal im Bereich der steigenden Volumenströmung, indem es zu einem Abfall der Partikelanzahl kommt, und dann im Fall der sinkenden Volumenströmung, indem die Partikelanzahl wieder steigt. Dies lässt vermuten, dass es zu einer Abweichung in der Strömung kommt, durch die entweder weniger Partikel dispergieren oder die Sammeleffizienz reduziert wird. Außerdem könnte eine Art Resonanzeffekt durch eine Instabilität der Strömungsfehler entstehen, wodurch es zu einem sprunghaften Anstieg und Abfall der Partikeldispersion kommen könnte. Wird eine bestimmte Strömungsgeschwindigkeit im Windkanal erreicht, verändert sich die Strömung durch den Windkanal und die Dispersion steigt sprunghaft an.

Doch bevor dieser Effekt näher untersucht werden kann, sollten an dieser Stelle zwei Volumenströmungen bestimmt werden, bei denen es zum Anstieg und Abfall der Partikelanzahl gekommen ist. Um diese beiden kritischen Volumenströmung zu bestimmen, wurden diese am Verlauf der Volumenströmungen aus Abb. 4.16 abgelesen. Zunächst kam es zum starken Anstieg der Partikelanzahl bei einer Volumenströmung von $q_{v,P1} = (235 \pm 8) \text{ l min}^{-1}$ und zu einem Abfall der Anzahl bei $q_{v,P2} = (267 \pm 5) \text{ l min}^{-1}$.

Dieser Effekt konnte auch bei Ergebnissen der Messungen mit dem Keramikpulver beobachtet werden, wie es Abb. A.27 zeigt. Dies bestätigt die Vermutung, dass dieser Effekt der Peaks in der Partikelanzahl nicht auf den Eigenschaften des Pulver beruhen, sondern aufgrund von Strömungseigenschaften entstehen. Da dieser Effekt aber sowohl bei der Sägezahn, als auch der Dreiecksspannung beobachtet wurde, kann eine fehlerhafte Erzeugung der Strömungsverläufe durch das Druckventil ausgeschlossen werden. Dies lässt dann nur noch die Schlussfolgerung zu, dass es aufgrund der Strömungsgeometrie im Windkanal oder dem virtuellen Impaktor ab dieser Fluidgeschwindigkeit zu einer kritischen Strömung kam, die das Ergebnis des optischen Partikelzählers beeinflusst hat.

Um den kritischen Ort im strömungsmechanischen Aufbau näher lokalisieren zu können, wurden zunächst mögliche Problemstellen definiert. Zu solchen kritischen Punkten gehören die beiden Düsengeometrien im Bereich der Strömungsaufbereitung vor der Messstrecke und im virtuellen Impaktor, sowie die Strömung im Messbereich selbst. In den angesprochenen Düsengeometrien wird die Luft auf höhere Geschwindigkeiten beschleunigt, weshalb es an diesen Orten zu einem starken Druckabfall kommt und bedingt durch die höhere Luftgeschwindigkeit auch zur leichteren Ausbildung von Luftturbulenzen aufgrund von Strömungsabrissen an Geometriekanten. Diese Turbulenzen können hohe Kräfte auf die Partikel erzeugen, die die Partikeltrajektorien stark beeinflussen. Zudem könnte es innerhalb der Messstrecke zur Ausbildung von unerwünschten Turbulenzen oder Störungen durch kleinere, nicht gewünschte Geometriekanten gekommen sein. Auch diese Störungen hätten das Dispersionsverhalten oder die Partikeltrajektorien verändert.

Um die Messstrecke als mögliche Fehlerquelle ausschließen zu können, kann ein Ergebnis der Messungen mit dem Einbau einer Verengung des Windkanals untersucht werden (siehe Abb. 3.12b). Durch diese Verengung reduziert sich der Querschnitt des Windkanals, weshalb sich dann bei gleicher Volumenströmung im Windkanal die Geschwindigkeit in der Messstrecke erhöht. Dies bedeutet, dass bei geringen Volumenströmungen bereits höhere Fluidgeschwindigkeiten erzeugt werden und der Effekt bei geringeren Volumenströmungen auftreten sollte, wenn er im Messbereich entstehen sollte. Um dies überprüfen zu können, zeigt Abb. 4.17 den zeitlichen Verlauf der Volumenströmung und der vom optischen Zähler bestimmten Partikelanzahl einer Messung mit Glaspulver, einer maximalen Volumenströmung von $q_{v,\max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Steigung von $m_{qv} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

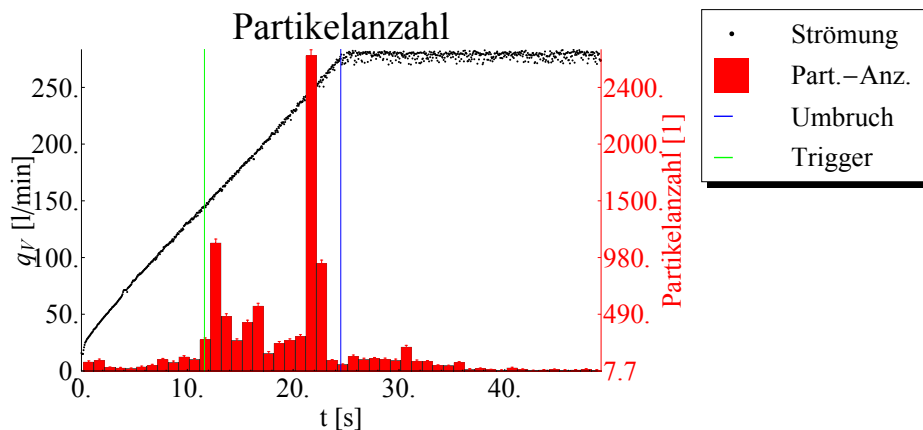


Abbildung 4.17: Die Volumenströmung (schwarze Datenpunkte) und die vom optischen Partikelzähler gemessene Partikelanzahl (rote Balken) aufgetragen gegen die Zeit bei einer Messung von Glaspulver ($q_{V,\max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $m_{q_V} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$). Auch in diesem Diagramm ist deutlich der Peak in der Partikelanzahl zu erkennen, der vor Erreichen der maximalen Volumenströmung auftritt.

Auch bei dieser Messung ist ein Peak in der Partikelanzahl zu sehen, was noch einmal eine Bestätigung dafür ist, dass dieser kritische Effekt auch bei den einfachen Messungen mit einer Verengung und dem Strömungsverlauf einer Rampe aufgenommen wurde.

Um eine Aussage über die genaue Wirkung des Einbaus der Verengung machen zu können, muss die Volumenströmung bestimmt werden, bei der dieser Effekt aufgetreten ist. Bei der gezeigten Messung tritt der Effekt bei einer Volumenströmung von $q_{V,P1} = 246,5 \text{ l min}^{-1}$ auf. Ein Vergleich dieses Werts mit dem zuvor bestimmten kritischen Bereich aus den Messungen des Dreiecksverlaufs zeigt, dass sich die kritische Volumenströmung durch die Verengung nicht verändert hat. Da sich aber durch die Verengung eine höhere Luftgeschwindigkeit im Messbereich ergeben hat, müsste eigentlich der Peak bei einer geringeren Volumenströmung auftreten, wenn der Effekt innerhalb der Messstrecke entsteht. Da diese Änderung aber nicht beobachtet werden konnte, kann dieser Effekt nicht in der Messstrecke entstanden sein.

Diese Beobachtung schränkt die Fehlerquellen auf die beiden Düsengeometrien im Windkanal ein. Der bei diesen Geometrien sicherlich kritischste Punkt ist die Düse im virtuellen Impaktor, da sie den kleinsten Strömungsquerschnitt im ganzen System darstellt und dort mit den höchsten Luftgeschwindigkeiten gerechnet werden kann. Da innerhalb dieser Arbeit auch die Effizienz des virtuellen Impaktors durch eine Simulation überprüft wurde, konnte die Strömung innerhalb des Impaktors bei der maximal möglichen Volumenströmung von $q_V = 275 \text{ l min}^{-1}$ berechnet werden (siehe Abb. A.68). Die maximale Strömungsgeschwindigkeit in der Düse kann demnach einen Wert von $v_{D,\max} = 270 \text{ m s}^{-1}$ erreichen. Dies ist eine sehr hohe Geschwindigkeit in der Nähe der Schallgeschwindigkeit, was eine kritische Strömung hervorrufen kann, die die Sammeleffizienz beeinflussen würde. Dies ist allerdings in der Simulation nicht zu beobachten. Die Veränderung der Strömungsgeschwindigkeit aufgrund von entstehenden Turbulenzen ist in diesem Diagramm nicht zu erkennen, so dass hierzu keine weiteren Informationen gewonnen werden können. Ein solche Turbulenz könnte eine Schwingung erzeugen, die über die Luft oder das System auf die Schüttung wirkt, wodurch Partikel stärker dispergieren würden. Auch die Betrachtung der Trenngrenze des Impaktors aus Abb. A.9 zeigt keine Auffälligkeit bei der größten Volumenströmung. Diese müsste sich dort durch eine sprunghafte Änderung äußern, durch die weniger Partikel gefiltert werden dürften. Auch dies ist nicht zu beobachten, so dass hier die Simulation kein Argument für den Effekt der plötzlich Partikelpeaks zeigt.

Um trotzdem eine Aussage über eine mögliche Geometrie treffen zu können, die für die Entstehung des kritischen Effekts verantwortlich ist, wurden akustische Aufnahmen vom gesamten System erstellt. Hierzu wurde mit einem Mikrofon (Brüel & Kjaer GmbH, Deutschland) und einem Verstärker (Typ 2236, Brüel & Kjaer GmbH, Deutschland) der akustische Schalldruck des Windkanals gemessen und durch eine Messkarte (ADwin-light-16, Jäger GmbH, Deutschland) digitalisiert. Hierzu wurde das Mikrofon auf einer schwingungsgedämpften Halterung in einem Abstand von 30 cm vom Windkanal entfernt befestigt. Anschließend wurden verschiedene maximale Volumenströmungen über den Rampenverlauf angefahren und die Schalldrücke aufgezeichnet. Danach wurden die aufgenommenen Werte auf ihren maximalen Schalldruck und ihr Frequenzspektrum hin untersucht.

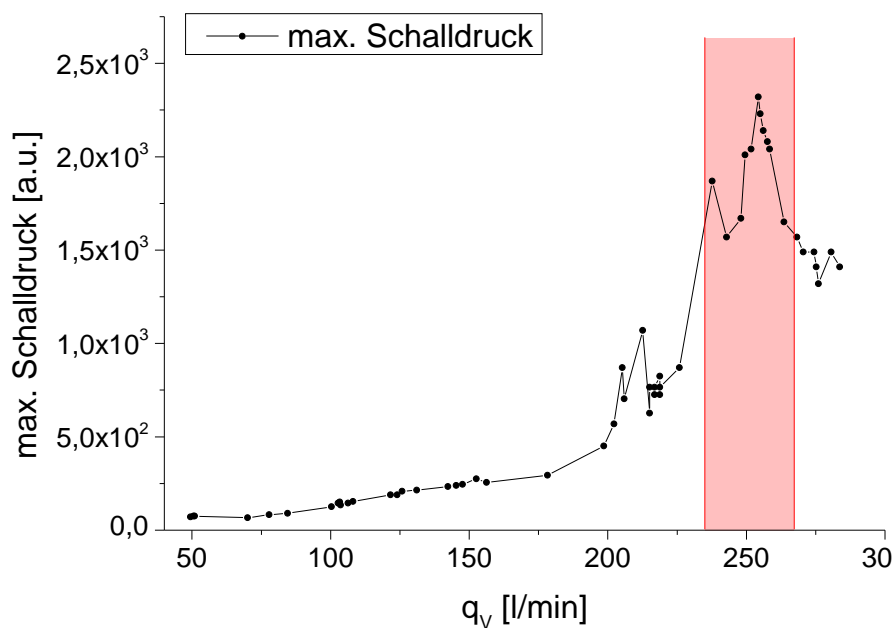


Abbildung 4.18: Maximaler Schalldruck (schwarze Datenpunkte) aufgenommen durch ein Mikrofon im Abstand von 30 cm zum Windkanal, aufgetragen gegen die Volumenströmung im Windkanal. Zusätzlich wurde hier der Bereich eingezeichnet, in dem es zur Entstehung des Effekts des Partikelpeaks gekommen ist. Es ist eindeutig zu erkennen, dass in diesem Bereich auch der Schalldruck ein eindeutiges Maximum zeigt.

Den dabei interessantesten Verlauf zeigte der gemessene, maximale Schalldruck in Abhängigkeit von der eingestellten Volumenströmung, wie er in Abb. 4.18 zu sehen ist. Zusätzlich wurde dort in diesem Diagramm auch der Bereich eingezeichnet, in dem es zum starken Anstieg und damit auch zum Peak in der Partikelanzahl gekommen ist (rote Markierung). Eine genaue Betrachtung dieser Markierung zeigt, dass exakt in diesem Bereich auch der Schalldruck ein Maximum aufweist. Dieses Maximum liegt in einem schmalen Peak.

Eine normale, nicht turbulente Luftströmung erzeugt in der Versuchsanordnung praktisch keinen Schall. Somit zeigt sich durch den Nachweis eines messbaren Schalldrucks eindeutig, dass es bei hohen Flussraten zu einem störenden Effekt in der Strömung kommen kann, der sich als erhöhter Schalldruck und im Fall der Partikelzählung als Peak geäußert hat.

Es lässt sich vermuten, dass die Düse im virtuellen Impaktor für die Schallentwicklung verantwortlich ist. Hier ist es aufgrund der großen Strömungsgeschwindigkeit am wahrscheinlichsten, dass es zu einer Veränderung der Strömung gekommen ist. Dass aber auch der Schalldruck einen Peak aufweist, lässt vermuten, dass diese Veränderung der Strömung resonanzartig bei einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit in der Düse auftritt. Außerdem lässt dies den Rückschluss zu, dass eine Schwingung entstanden sein muss, die sich über die Luft oder den Windkanal selbst auf die Schüttung auswirkt. Dort könnte so eine Schwingung für eine leichtere Partikeldispersion sorgen.

Diese hier entdeckte Abweichung hat einige Folgen, die bei der weiteren Betrachtung der Dispersion der Partikel von der Schüttung berücksichtigt werden müssen. Denn dieser Effekt tritt nicht konstant bei allen Messungen auf.

Allerdings ist es trotzdem möglich die Messdaten auszuwerten, wenn dabei berücksichtigt wird, welche Auswirkungen der genannte Fehler erzeugen kann. Hier seien zum Beispiel die Auswertungen der Bilder der Highspeed-Kamera genannt. Diese wurden häufig zu Zeitpunkten aufgenommen, zu dem dieser Effekt nicht aufgetreten war. Außerdem wurden auch Messungen vorgenommen mit einer maximalen Volumenströmung von $q_V = 150 \text{ l min}^{-1}$, in denen diese kritische Strömung nicht erreicht wurde. Auch diese Messungen können ohne weiteres ausgewertet werden.

Zudem werden im folgenden Kapitel in der statistischen Versuchsauswertung die Ergebnisse durch eine multi-lineare Regression ausgewertet, bei der die Ergebnisse relativ zueinander und innerhalb einer statis-

tischen Gesamtheit ausgewertet werden. Hierdurch kann der Einfluss eines statistischen Fehlers reduziert oder durch eine Relativbetrachtung sogar komplett ausgeschlossen werden.

Da nach der Veröffentlichung dieser Arbeit noch weitere Versuche an diesem Versuchsaufbau vorgenommen werden sollen, ist es sinnvoll, den strömungsmechanischen Aufbau zu überarbeiten. Hierbei sollte zum einen dafür gesorgt werden, dass es nicht zu großen Strömungsgeschwindigkeiten in der Düse des virtuellen Impaktors kommen kann. Um dabei aber nicht die Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der Messstrecke zu reduzieren, ist es notwendig, den Strömungsquerschnitt der Messstrecke selbst zu reduzieren. Hierdurch würde sich die Geschwindigkeit in der Strecke vergrößern, so dass die Strömungsgeschwindigkeit im Impaktor reduziert werden könnte. Diese Änderung konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr vorgenommen werden, da diese sehr aufwendig ist. So müssten dann auch der Impaktor und die Düse vor der Messstrecke komplett überarbeitet werden.

Der in dieser Arbeit entwickelte strömungsmechanische Aufbau arbeitet bis zu einem Volumenfluss von $q_V = 0 \text{ l min}^{-1}$ bis 240 l min^{-1} fehlerfrei. Da das Prinzip des Aufbaus hier so gute Ergebnisse gezeigt hat, wäre es gerade für weitere Experimente sehr sinnvoll, die konstruierten Komponenten zur Aufbereitung der Strömung aus Metall herstellen zu lassen. Auf Vibrationen und Schallentstehung muß bei der Weiterentwicklung geachtet werden.

4.1.3.3 Statistische Versuchsauswertung der optischen Partikelzählung

Um den Einfluss der verschiedenen beobachteten Größen auf die Dispersion einer Schüttung untersuchen zu können, wurde eine große Anzahl von Versuchen durchgeführt. Dabei wurden die unterschiedlichen Parameter, wie Einbau, maximale Volumenströmung, Steigung der Volumenströmung und das verwendete Pulver so benutzt, dass die Messungen einen großen Parameterraum aufspannen. Um dabei nicht alle Parameter voll faktoriell mit vielen Experimenten untersuchen zu müssen, wurden einige Einstellungsvarianten nicht berücksichtigt. Innerhalb der Versuche wurden aus den Daten des optischen Partikelzählers die bereits zuvor angesprochenen Ergebnisgrößen bestimmt, die im Folgenden Antworten genannt werden. Um nun aus dem lückenhaften Messraum auf einen Zusammenhang mit den gemessenen Antworten schließen zu können, wurde eine multi-lineare Regression (MLR) durchgeführt [Hatzinger u. a. 2011; Fahrmeir u. a. 2009; Becker 2008].

Doch auch bei der Betrachtung der Antworten im mehrdimensionalen Raum ist es möglich, erste Zusammenhänge zwischen den Parametern und den Antworten des optischen Partikelzählers zu erkennen. Der Parameterraum verfügt über vier Dimensionen und wurde in Kapitel A.6.1 durch mehrere dreidimensionale Räume grafisch dargestellt. Die durchgeführten Experimente werden durch Kugeln dargestellt, deren Farbe die Größe der bestimmten Antworten wiedergibt.

So zeigt das Diagramm aus Abb. A.73 die Versuche mit Glaspulver im dreidimensionalen Raum. Hier wurde zur Färbung der Punkte als Antwort das Regressionsergebnis x_{50} der einfachen Log-Normalverteilung gewählt, das den Median der Größenverteilung wiedergibt. Das nächste Diagramm aus Abb. A.74 zeigt für Keramikpulver die Anzahl der gezählten Partikel im Bereich konstanter Volumenströmung dividiert durch die Dauer dieses Versuchsteils. Anschließend folgte die Darstellung der Versuche mit den beiden verwendeten Laktosepulvern. Dabei zeigen die verschiedenen Diagramme ganz unterschiedliche Ergebnisse. Eine direkte Tendenz kann hier nicht immer einfach erkannt werden. Gerade die Dimension des Einbaus kann nicht ohne weiteres interpretiert werden, weil diese diskret ist und keine eindeutige Reihenfolge der Einbauten festgelegt werden kann.

Um einen tiefergehenden Einblick erhalten zu können, ist es sinnvoll, die Daten über die genannte MLR zu analysieren. Um die Regression durchzuführen, wurden die Daten in ein Programm zur statistischen Auswertung überführt (Modde 9, Umetrics, Schweden). Anschließend wurden die verschiedenen Antworten auf ihre Abhängigkeit von den Parametern untersucht. Da hier nicht alle möglichen Abhängigkeiten der Parameter und Antworten überhaupt sinnvoll sind, ist es möglich zunächst alle Parameter auszuschließen, deren Einfluss sehr gering ist. Hierzu kann ein Effektediagramm erzeugt werden, das aus den Regressionsergebnissen den Einfluss der verschiedenen Parameter auf die Antwort ermittelt. Eine andere Möglichkeit besteht darin, das Koeffizientendiagramm zu untersuchen, das direkt die Regressionsparameter zeigt.

Hier wurde zunächst als Antwort die Gesamtanzahl von Partikeln untersucht, die während des gesamten Versuch vom Partikelzähler gemessen wurde. Da die Versuche aufgrund der Wahl der Einstellungen nicht alle die gleiche zeitliche Dauer aufzeigten, mussten die Partikelanzahlen zunächst durch die Gesamtdauer der Versuche dividiert werden, so dass die Gesamtzahl der Partikel pro Zeit mit dem Koeffizientendiagramm aus Abb. 4.19 untersucht werden konnte.

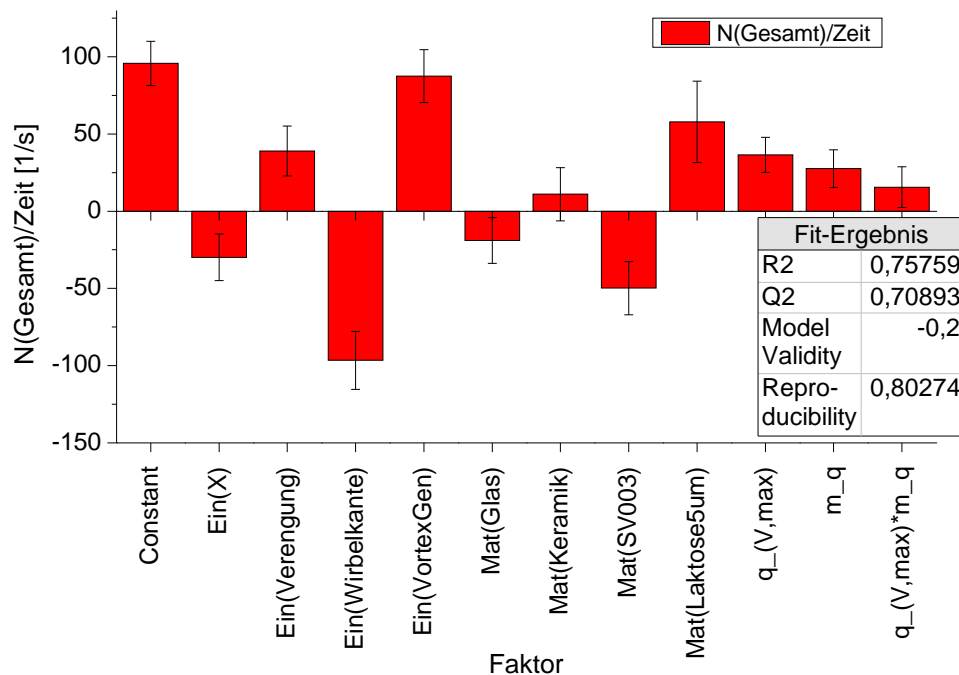


Abbildung 4.19: Koeffizientendiagramm der MLR für die Antwort der Gesamtanzahl von Partikeln pro Messzeit. Es ist eindeutig zu erkennen, dass der Einbau den größten Einfluss auf diese Antwort hatte, da hier die Koeffizienten und ihre Unterschiede zwischen den verschiedenen Einbauten sehr groß sind. Bei den Faktoren werden aufgrund der Wahl der diskreten Werte die Einbauten (abgekürzt: Ein) und die Pulver (abgekürzt: Mat) für jeden Wert getrennt betrachtet.

In diesem Diagramm 4.19 ist zunächst zu erkennen, dass die Parameter alle sehr unterschiedliche Einflüsse auf die Antwort haben. Die Abbildung zeigt als erste Säule den Koeffizienten des konstanten Anteils. Dieser Koeffizient ist unabhängig von den Parametern und stellt somit den Mittelwert über alle Messungen dar. Anschließend folgen die verschiedenen Einbauten (abgekürzt mit „Ein“), die hier vom Programm als verschiedene Faktoren aufgesplittet wurden. Unter den Einbauten zeigen die Wirbelkante und der Vortex-Generator die größten Koeffizienten und damit auch den stärksten Einfluss auf die Antwort der Gesamtzahl aller Partikel. Zeigt dabei ein Koeffizient ins Negative, wie es bei der Wirbelkante der Fall ist, so ist die Steigung der linearen Regression in diesem Parameter negativ. Dies bedeutet, dass bei der Wirbelkante die gezählte Partikelanzahl geringer war als der Mittelwert aller Ergebnisse. Dahingegen wurden in den Experimenten mit dem Vortex Generator mehr Partikel gezählt, da der Koeffizient positiv ist.

Somit dispergiert der Vortex-Generator als Einbau die meisten Partikel von der Schüttung und transportiert sie effektiv zum optischen Partikelzähler. Dies bestätigt das bereits zuvor angesprochene Ergebnis, dass es durch die Wahl des Vortex-Generators zu einer sehr guten Dispersion der Schüttung kommt. Dabei kann diese gute Dispergierung vermutlich auf die Entstehung der longitudinalen Wirbel zurückgeführt werden, die eine möglichst optimale Dispersion erzeugen und die Partikel aufgrund ihrer longitudinalen Eigenschaften ohne größere Verluste transportieren. Bei einem longitudinalen Wirbel zeigt der Wirbelvektor $\vec{\omega}$ parallel zur Strömungsrichtung \vec{u} . Die Entstehung einer solchen Wirbelform ist in Abb. 3.12b zu sehen. Diese Wirbelbewegung war so effektiv, dass sie sogar durch die Videoaufnahmen der Beobachtungskameras beobachtet werden konnte (siehe Videos „Glas_275_10_VG_B1“ und „Glas_275_10_VG_B2“). Dagegen zeigte die Wirbelkante einen negativen Einfluss, obwohl auch hier eine Verwirbelung des Fluids über der Schüttung entsteht. Jedoch ist diese Verwirbelung transversal zur Luftbewegung, so dass der Wirbelvektor senkrecht auf der Strömungsrichtung steht. Hierdurch werden die bereits dispergierten Partikel in der Wirbelströmung immer wieder zurück transportiert. Der gesamte Transportprozess der Partikel scheint dann nicht mehr zu funktionieren und die Partikel erreichen den optischen Partikelzähler nicht. Dies wird auch durch die direkten Aufnahmen der Partikeltrajektorien im folgenden Kapitel bestätigt.

Anschließend folgen im Diagramm die Koeffizienten der Materialien (abgekürzt: Mat). Hier fällt der Blick zunächst auf die beiden Pulver mit sphärischen Partikeln, Glas und Keramik. Die Koeffizienten dieser beiden Materialien sind unter Berücksichtigung der eingezeichneten Fehler verschwindend gering. Da diese Koeffizientenbetrachtung aber eine relative Betrachtung ist, bedeutet dies nicht, dass bei diesen Materialien wenige Partikel von der Schüttung dispergiert sind. Stattdessen ist auch bei diesen Materialien eine größere Anzahl an Partikeln gezählt worden, wie es auch noch im Folgenden gezeigt wird. Jedoch sagt diese Relativbetrachtung durch die Koeffizienten aus, dass es für diese Pulver keine Abweichung vom statistischen Mittel gibt.

Dagegen ist der Koeffizient für die Laktose SV003 negativ, so dass die gezählte Partikelanzahl für dieses Material geringer war. Dabei kann aufgrund der hohen Adhäsionskräfte und der unregelmäßigen Partikelform davon ausgegangen werden, dass die Laktose eine schlechtere Dispersion zeigte. Diese erste Vermutung kann im Folgenden durch eine genauere Betrachtung der Partikelbewegung bestätigt werden. Die Laktose $5\mu\text{m}$ zeigt hingegen einen unerwarteten positiven Koeffizienten, was zur Folge hätte, dass es hier zu einer Dispersion einer größeren Anzahl von Partikeln gekommen sein müsste. Ein Blick in den Versuchsplan aus Kapitel A.6.1 zeigt aber, dass bei diesem Pulver nur drei mögliche Versuchspunkte gemessen werden konnten. Da es sich bei dem Koeffizientendiagramm zudem um eine lineare Regression und nicht um die tatsächlichen Messwerte handelt, ist es notwendig, das Ergebnis gerade bei einer so kleinen Versuchszahl sehr kritisch zu betrachten. Vermutlich ist der Koeffizient nur ein Resultat der Regression auf Basis der geringen Versuchsdaten. In den Experimenten konnte bereits durch die Beobachtungskameras festgestellt werden, dass sich die Schüttungen der Laktose $5\mu\text{m}$ kaum verändert haben.

Anschließend folgen die sicherlich interessantesten Koeffizienten im Diagramm. Zunächst ist der Koeffizient der maximalen Volumenströmung $q_{V,\text{max}}$ und anschließend der Steigung der Volumenströmung m_{q_V} eingetragen. Beide Koeffizienten zeigen einen positiven Wert. Also ist sowohl mit steigender maximaler Volumenströmung, als auch mit größerer Steigung, die Gesamtzahl der Partikel gestiegen. Auch dieses Ergebnis wurde, wie es bereits zuvor im Kapitel 4.1.3.1 erläutert wurde, so erwartet. Denn durch die höhere Steigung kommt es zu einer Veränderung der Strömungsgeschwindigkeit um die Schüttung. Hierdurch kann sich keine Grenzschicht ausbilden, die die Strömungsgeschwindigkeit auf der Schüttungsoberfläche reduzieren würde. Durch diese höhere Strömungsgeschwindigkeit wird auch eine höhere Kraft auf die Partikel ausgeübt, durch die dann schwerere Partikel von der Schüttung dispergieren können. Allerdings sollte das Ergebnis des vorangegangenen Kapitels berücksichtigt werden, bei dem sich gezeigt hat, dass es bei den Experimenten mit großen Volumenströmungen zur Entstehung eines Peaks in der Partikelanzahl gekommen ist. Dieser Peak vergrößert die Partikelanzahl bei den Messungen mit einer größeren Volumenströmung, so dass der gezeigte Koeffizient nun größer bestimmt wird, als er eigentlich ist. Trotzdem kann davon ausgegangen werden, dass durch die höhere Strömungswiderstandskraft auf die Partikel sicherlich mehr Partikel von der Schüttung dispergiert sind. Dies wurde auch bereits von [Kalman u. a. 2005/12/06; Ibrahim u. a. 2004/07, 2008] experimentell bei der Dispersion von einer planaren Fläche bemerkt und bestätigt somit die Tendenz des gezeigten Koeffizienten.

Zusätzlich ist im Diagramm eine kleine Tabelle zu erkennen, die Qualitätsparameter der Regression wiedergibt. Diese fallen, abgesehen von der Modellvalidität, sehr gut für diese MLR aus. Allerdings kann die Modellvalidität hier bedingt durch nur eine Wiederholung der Versuche nicht korrekt bestimmt werden. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die hier bestimmten Ergebnisse der Regression vertrauenswürdig sind.

Um das Verhalten der Antwort bei den verschiedenen Einbauten und den Materialien noch einmal genauer betrachten zu können, kann über die MLR ein Effektdiagramm gezeichnet werden, das nur den Einfluss eines Parameters auf die Antwort zeigt. Dies ist für die verschiedenen Einbauten in Abb. A.28 und für die Materialien in Abb. A.29 zu sehen. In diesen Diagrammen ist erneut die bereits beschriebene Veränderung der Gesamtanzahl der Partikel in Abhängigkeit von den verschiedenen Einbauten und Materialien zu erkennen. So fällt auch hier auf, dass sich durch den Einbau der Wirbelkante die Anzahl der gezählten Partikel sehr stark reduziert haben muss. Dagegen zeigt der Vortex-Generator durch die Erzeugung seiner speziellen Turbulenz eine gute Dispersion und einen guten Transportprozess. Eine Betrachtung der Abhängigkeit der Materialien zeigt den bereits angesprochenen Effekt, dass bei den sphärischen Pulvern zwar der Koeffizient sehr klein ist, jedoch trotzdem eine größere Anzahl von Partikeln vom Zähler registriert werden. Da Keramik und Glas doch sehr ähnliche Ergebnisse liefern im Vergleich zu den Laktose-Pulvern lässt sich vermuten, dass Form und Adhäsion der Partikel bei der Dispersion eine wichtige Rolle zu kommen.

Bei der Betrachtung der Partikelanzahl stellt sich die Frage, welche Strömungseigenschaften die beste Dispersion hervorgerufen hat. Um diese Eigenschaften näher bestimmen zu können, wurde bei den Versu-

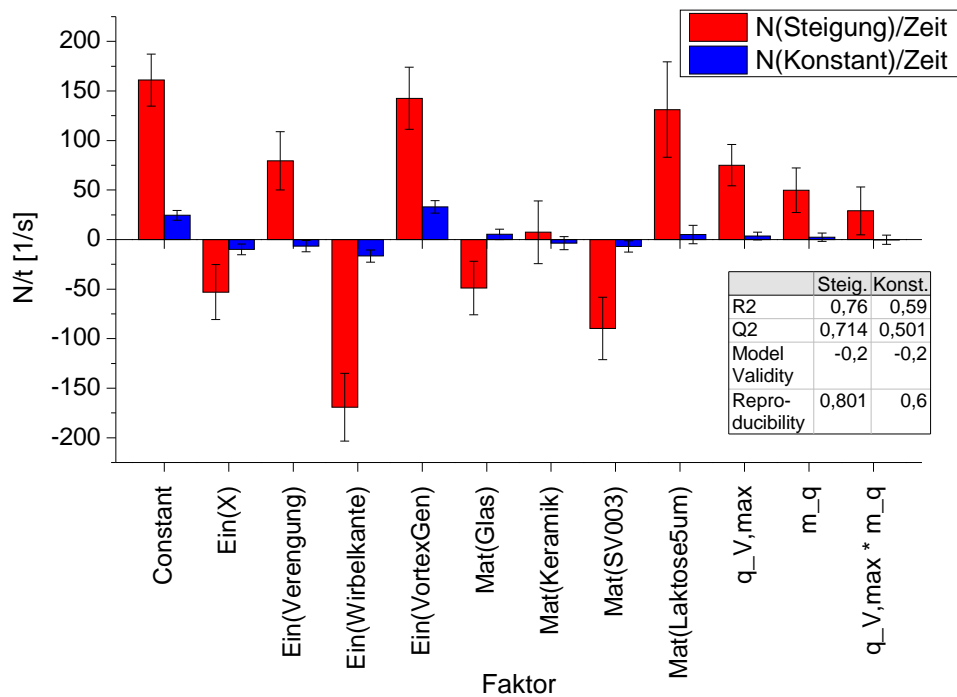


Abbildung 4.20: Koeffizientendiagramm der beiden Antworten der Partikelanzahl, die während der steigenden Volumenströmung (rote Balken) und der konstanten Volumenströmung (blaue Balken) gezählt wurden. Um die Ergebnisse miteinander vergleichen zu können, wurden die gezählten Partikelanzahlen durch die Zeitdauer der Bereiche dividiert. Zusätzlich werden hier die Qualitätskriterien der MLR in der Tabelle für die beiden verschiedenen Antworten dargestellt.

chen eine sich zeitlich ändernde und eine konstante Strömung betrachtet. Dann konnte die Partikelanzahl pro Zeit, die in diesen beiden Bereichen detektiert wurde, getrennt voneinander bestimmt und miteinander verglichen werden. Anschließend wurden die Koeffizienten der beiden Antworten in ein gemeinsames Koeffizientendiagramm eingetragen, so dass die beiden Antworten in Abhängigkeit von ihren Faktoren verglichen werden können. Dieses Diagramm ist in Abb. 4.20 zu sehen.

Dort zeigen die roten Balken die Koeffizienten der Partikelanzahl, die während des steigenden Bereichs gezählt wurden, die blauen Balken, die die während des konstanten Bereichs registriert wurden. Da nun jeder Faktor getrennt untersucht und dabei beide Antworten direkt miteinander verglichen werden können, kann eine Aussage darüber getroffen werden unter welchen Bedingungen Partikel besser in einer sich ändernden oder einer konstanten Strömung dispergieren.

Bei der Betrachtung des Koeffizienten, der den konstanten Anteil markiert, fällt auf, dass dieser bei der sich ändernden Luftströmung sehr viel größer ist, als bei der konstanten Strömung. Dies bedeutet, dass im statistischen Mittel eine größere Anzahl von Partikeln in der sich zeitlich ändernden Luftströmung abgehoben ist. Dieser Effekt wurde aufgrund der Betrachtungen aus Kapitel 4.1.3.1 erwartet, da die sich ändernde Luftströmung die Ausbildung einer Grenzschicht der Strömung auf der Schüttung reduziert oder verhindert. Diese Grenzschichtströmung weist eine reduzierte Geschwindigkeit und damit auch eine reduzierte Kraft auf. Dadurch wurde erwartet, dass bei allen Versuchen im steigenden Bereich mehr Partikel gezählt werden und der Koeffizient des konstanten Anteils maximal war. Dieses Ergebnis wird auch durch das Auftreten des kritischen Effekts verstärkt, bei dem es zu einem Peak in der Partikelanzahl kommt. Dieser Peak tritt immer bei einer Volumenströmung zwischen 230 l min^{-1} bis 260 l min^{-1} und damit im Bereich der steigenden Strömung auf. Dadurch verändert dieser kritische Effekt die Partikelanzahl im steigenden Bereich und verschiebt den Koeffizienten. Ob diese Verschiebung tatsächlich das gezeigte Ergebnis beeinflusst, müsste mit weiteren Experimenten untersucht werden.

Anschließend folgt die Betrachtung der Einbauten in den Windkanal. Bei dem Einbau der Verengung zeigt der Koeffizient der Antwort des Bereichs mit steigender Strömung einen positiven Koeffizienten, im Gegensatz zum konstanten Bereich mit einem sehr kleinen, negativen Koeffizienten. Dies lässt vermuten, dass

die Dispersion im konstanten Bereich nicht stark von der Strömungsgeschwindigkeit, sondern von der Strömungsform abhängt. Dies zeigt sich auch bei der Betrachtung der Wirbelkante und dem Vortex-Generator. Bei der Wirbelkante ist der Koeffizient für beide Antworten negativ. Aufgrund der Wirbelform werden hier im Bereich der steigenden und konstanten Volumenströmung weniger Partikel durch den schlechten Partikeltransport detektiert. Beim Vortex-Generator dagegen sind die Koeffizienten positiv, wobei der Koeffizient für die Antwort der Partikelanzahl im konstanten Bereich für diese Antwort den größten Koeffizienten darstellt. Dieser Effekt kann auch durch die bisherigen Erläuterungen der Reduzierung der Grenzschicht durch die erzeugten Wirbel und die damit höheren Widerstandskräfte auf die Partikel erklärt werden.

Anschließend zeigt das Diagramm die Koeffizienten der untersuchten Materialien. Hier zeigt sich bei der Antwort der Partikelanzahl, die innerhalb der steigenden Volumenströmung gezählt wurde, kein direkter Unterschied zu den zuvor gezeigten Ergebnissen der Gesamtantwort. Dagegen zeigt aber die Partikelanzahl, die im konstanten Bereich gezählt wurde, keine Materialabhängigkeiten. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass im konstanten Bereich die Kraft durch die Anströmung und damit auch die Partikeldispersion durch die Ausbildung der laminaren Grenzschicht um die Schüttung so reduziert war, dass unabhängig vom Pulver und den damit verbundenen Partikel-Partikel-Wechselwirkung nur wenige Partikel dispergieren.

Zuletzt folgen die beiden Koeffizienten der Strömungsgeschwindigkeit und -steigung. Neue Informationen zeigen die beiden Koeffizienten der Partikelanzahl im konstanten Strömungsbereich. Zum einen wurde erwartet, dass die Strömung in diesem Bereich konstant ist und damit unabhängig von dem zuvor betrachteten Bereich der steigenden Strömung. Daher ist es sinnvoll, dass dieser Koeffizient im Rahmen des Fehlers keinen Effekt zeigt. Dagegen zeigt aber auch der Koeffizient der maximalen Volumenströmung keinen Effekt auf die Partikelanzahl im konstanten Strömungsbereich. Dies bedeutet, dass es keine Auswirkung der maximalen Volumenströmung auf die Partikeldispersion bei einer zeitlich konstanten Anströmung der Schüttung gibt. Diese Unabhängigkeit der Partikeldispersion kann durch die Ausbildung der Grenzschicht erklärt werden, durch die die Strömungsgeschwindigkeit auf der Schüttung unabhängig von der maximalen Volumenströmung im Windkanal wird und so keine größeren Dispersionskräfte wirken können. Somit zeigt das Diagramm, dass bei einer wirklich konstanten Anströmung einer Pulverschüttung die Dispersion der Partikel innerhalb der untersuchten Bereiche immer durch die Ausbildung der laminaren Grenzschicht reduziert wird. Erst durch die Einbringung von strömungsmechanischen Einbauten, wie dem Vortex Generator, kann diese Grenzschichtbildung reduziert und damit die Dispersion verbessert werden.

Anschließend wurde an dieser Stelle der Zeitpunkt der maximalen Partikelanzahl untersucht, indem nach dem Zeitintervall mit der größten Anzahl von Partikeln gesucht wurde. Wie bereits bei der zuvor gezeigten Auswertung der zeitlichen Strömungsverläufe gezeigt wurde, entsteht bei einem Großteil der Messung mit einer maximalen Volumenströmung $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ ein störender Peak in der Partikelanzahl. Da aber in diesem Peak immer die meisten Partikel gezählt wurden, wird sicher ein Zeitintervall innerhalb dieses Peaks als das relevante Intervall interpretiert und anschließend untersucht. Somit wird hier eine Information durch die Entstehung einer kritischen Strömung im Kanal erzeugt, die einen fehlerhaften Peak in der Partikelanzahl erzeugt und nicht eine Eigenschaft der Dispersion der Partikel ist (siehe Kap. 4.1.3.2). Trotzdem wurde diese Betrachtung durchgeführt, da eine präzise Charakterisierung bei der Behebung des Effektes helfen kann.

Dabei wurde das Zeitintervall nach zwei Kriterien analysiert. Zum einen wurde die Anzahl der Partikel innerhalb dieses Intervalls bestimmt. Hierzu wurde ein Koeffizientendiagramm erzeugt, das in Abb. A.30 zu sehen ist. Zudem wurde auch die Volumenströmung, bei der dieses Intervall auftritt, bestimmt. Hierzu wurde zunächst die aktuelle Messzeit ermittelt, bei der dieser Peak aufgetreten ist. Mit dieser Zeit konnte anschließend durch die gespeicherten Daten der Volumenströmung, die Strömung ermittelt werden, die zu dieser Zeit am Windkanal angelegt war. Anschließend wurde auch für diese Volumenströmung ein Koeffizientendiagramm berechnet, das in Abb. 4.21 dargestellt ist.

Zunächst fällt bei der Betrachtung der Partikelanzahl im Zeitintervall auf, dass diese von der Wahl des Einbaus abzuhängen scheint, da diese Parameter die größten Koeffizienten aufweisen. Im Gegensatz zu den vorherigen Messungen zeigt sich, dass der Einbau der Verengung den größten Koeffizienten hat und dabei dort die meisten Partikel dispergieren. Dies kann vermutlich dadurch begründet werden, dass andere Einbauten, wie der Vortex-Generator, über die gesamte Messdauer eine gute Dispersion aufgewiesen hatten und daher die große Partikelanzahl über die gesamte Messdauer verteilt dispergiert wird. Dagegen wird durch den Einbau der Verengung die Luftgeschwindigkeit bei gleicher Volumenströmung nur vergrößert. Hierdurch entwickelt sich aber im Bereich der konstanten Volumenströmung eine laminare Grenzschicht um die Schüttung. Der Peak tritt aber nur im Bereich steigender Volumenströmung auf, wo sich der Einfluss der schnelleren Volumenströmung direkt auf die Dispersion auswirkt. Nun wurde im vorangegangenen Kapitel

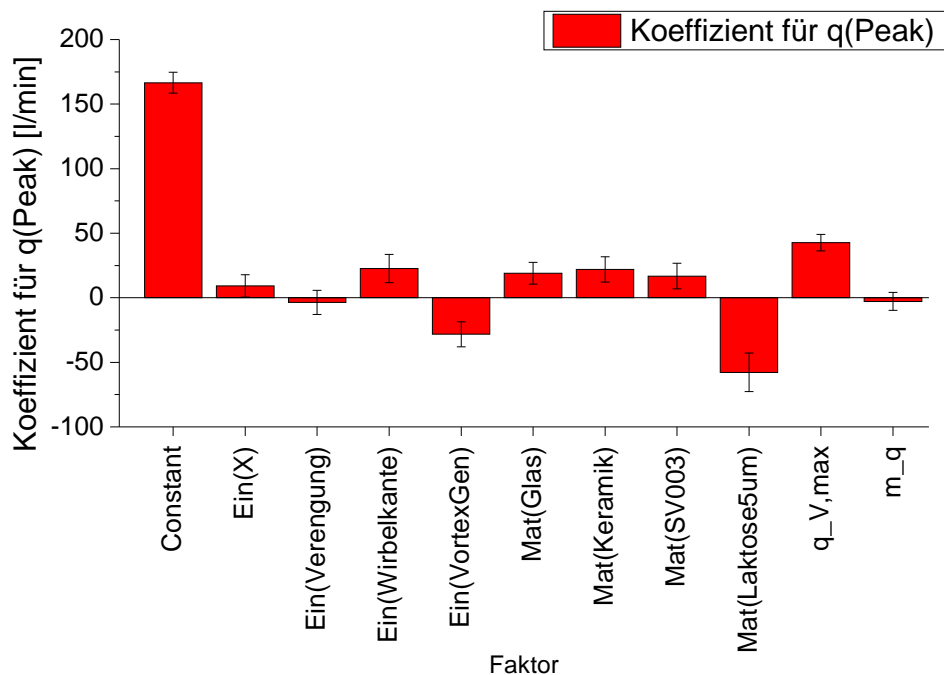


Abbildung 4.21: Koeffizientendiagramm der statistischen Auswertung der Volumenströmung, die am Windkanal angelegt war, zum Zeitpunkt des Auftretens des Intervalls mit der maximalen Partikelanzahl. Das Diagramm zeigt, dass der wichtigste Faktor die maximale Volumenströmung ist, da diese entscheidend für das Auftreten des kritischen Peaks ist.

die Vermutung geäußert, dass es durch die Entstehung der fehlerhaften Strömung zu einer Schwingung der Luft oder des gesamten Windkanals gekommen sein könnte. Diese Schwingung bewegt sich in Form einer Welle vermutlich auf die Schüttung zurück. Hierdurch würde die Schüttung in eine zusätzliche Bewegung versetzt werden, die die Dispersion verbessert. Strömt nun eine Strömung mit einer höheren Luftgeschwindigkeit über die Schüttung, so wird aufgrund der höheren wirkenden Kräfte eine viel größere Anzahl von Partikeln dispergiert. Dies würde dann erklären, warum in diesem Peak weitaus mehr Partikel gezählt wurden als beim Vortex-Generator, bei dem über die gesamte Messzeit hinweg Partikel abheben. Der Einbau der Wirbelkante zeigt aufgrund des schlechten Partikeltransports den größten negativen Peak und ist damit der Einbau mit der geringsten Partikelanzahl.

Anschließend folgt im Diagramm die Betrachtung der verschiedenen Materialien, die zeigt, dass im Rahmen der Fehlerangaben der Unterschied zwischen den Pulvern vernachlässigbar ist und davon ausgegangen werden kann, dass der störende Effekt den gleichen Einfluss auf beide Pulver hat.

Die Steigung m_{q_V} zeigt einen vernachlässigbaren Koeffizienten in der Partikelanzahl im Peak, so dass diese also keinen Einfluss auf den Peak hat. Denn durch die Variation der Steigung ändert sich nur der Zeitpunkt des Auftretens des Peaks, der keinen Einfluss auf das Ergebnis hat, und die Dauer in der die Messung in diesem Zeitintervall der kritischen Strömung verweilt. Jedoch scheint diese Dauer keinen großen Einfluss auf das Ergebnis zu haben. Dahingegen zeigt die maximale Volumenströmung, wie es auch zuvor erwartet wurde, einen sehr großen Koeffizienten. Dies kann dadurch erklärt werden, dass der fehlerhafte Peak der Partikelanzahl nur bei einer Strömung über $q_V = 230 \text{ l min}^{-1}$ entsteht. Somit ist bei den Experimenten, die nur bis zu $q_{V,\text{max}} = 150 \text{ l min}^{-1}$ untersucht wurden, nicht mit dem störenden Effekt zu rechnen. Ohne diesen fehlerhaften Peak wird aber das Zeitintervall mit maximaler Partikelanzahl bei einer anderen Strömung erwartet. Hier werden weniger Partikel gezählt, während bei der höheren maximalen Volumenströmung der Peak entsteht und mehr Partikel gezählt werden. Dies erklärt dann den positiven Koeffizienten bei dieser Antwort.

Auch die Volumenströmung wurde untersucht, bei der diese maximale Partikelanzahl aufgetreten ist, deren Koeffizientendiagramm Abb. 4.21 zeigt. Unter den Einbauten hat nur die Wirbelkante einen positiven Koeffizienten, der Vortex-Generator dagegen einen Negativen. Dies ist erklärbar, denn bei dem Einbau der

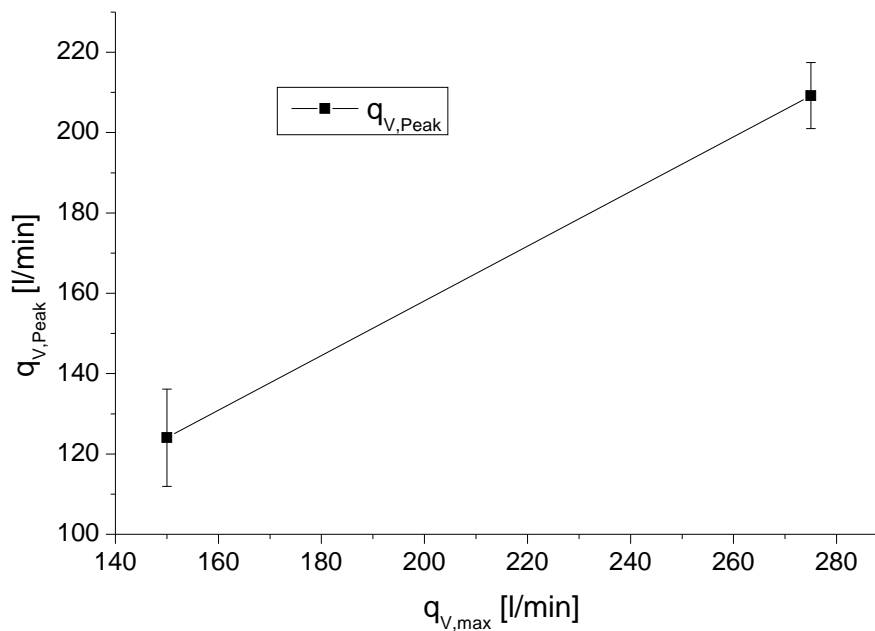


Abbildung 4.22: Abhängigkeit der Volumenströmung $q_{V,Peak}$, bei der das Zeitintervall mit der maximalen Partikelanzahl aufgetreten ist, von der eingestellten maximalen Volumenströmung $q_{V,max}$.

Wirbelkante war zur Erzeugung der maximalen Partikelanzahl eine größere Volumenströmung nötig, da dort eine geringere Widerstandskraft auf die Partikel wirkt bei gleicher Strömung. Dagegen wird die Erzeugung der longitudinalen Wirbel durch den Vortex-Generator die Dispersion und der Partikeltransport so optimal erzeugt, dass er auch bei einer kleineren Volumenströmung funktioniert.

Der zweite besondere Koeffizient ist in diesem Diagramm die maximale Volumenströmung $q_{V,max}$, die, wie es erwartet wurde, einen positiven Koeffizienten zeigt. Dies ist auch darauf begründet, dass der fehlerhafte Peak nur bei den Messungen auftaucht, die die Strömung bis zu $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ betrachten. Da im fehlerhaften Peak immer mehr Partikel dispergiert sind, als außerhalb, sind deswegen nur bei diesen Messungen eine große Anzahl von Partikeln im Zeitintervall mit maximaler Partikelanzahl dispergiert. Bei $q_{V,max} = 150 \text{ l min}^{-1}$ kommt es nicht zum Auftreten des Peaks. Durch eine genauere Betrachtung dieser Abhängigkeit kann auch das Auftreten der Peaks näher untersucht werden. Hierzu wurde im Diagramm aus Abb. 4.22 diese Abhängigkeit noch einmal dargestellt.

Aufgrund der Wahl der maximalen Volumenströmung ändert sich auch die Volumenströmung, bei der auch die maximale Partikelanzahl gezählt wurde. Hier zeigt sich für beide maximalen Volumenströmungen $q_{V,max}$, dass die Strömung mit der maximalen Partikelanzahl nicht genau der maximalen Volumenströmung entsprochen hat. Bei den Messungen mit $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ wurde aufgrund der Beobachtung aus den vorherigen Kapiteln erwartet, dass dieser Bereich innerhalb der beobachteten Werte von $q_V = 235,5 \text{ l min}^{-1}$ bis $267,2 \text{ l min}^{-1}$ auftreten sollte. Nach diesem Diagramm tritt dieser Bereich aber innerhalb $q_V = (209 \pm 8) \text{ l min}^{-1}$ auf. Dieser Bereich ist also viel kleiner und verschoben zum zunächst erwarteten Wert. Auch bei den Messungen mit $q_{V,max} = 150 \text{ l min}^{-1}$ tritt eine Abweichung von dem erwarteten Wert auf. Hier wurde erwartet, dass bei den meisten Versuchen das Zeitintervall bei der maximalen Volumenströmung auftritt. Stattdessen wurde aber eine durchschnittliche Volumenströmung $q_V = (124 \pm 12) \text{ l min}^{-1}$ festgehalten. Eine Betrachtung einzelner Messungen bei dieser maximalen Volumenströmung zeigt einen weiteren Aspekt, der bei der Durchführung einer MLR beachtet werden muss. Denn gerade bei der Betrachtung einer geringen Anzahl von Wiederholungen können statistische Schwankungen das Ergebnis beeinflussen und die Ergebnisse variieren im Vergleich zu den erwarteten Werten. Hierdurch wird nur die Tendenz korrekt wiedergegeben.

Zudem konnte durch die MLR auch der Mittelwert der Partikelgrößen betrachtet werden, die getrennt im Bereich mit steigender und im Bereich der konstanten Strömung für alle Messungen bestimmt wurden. Anschließend wurden für diese Antworten eine MLR durchgeführt und die Ergebnisse als Koeffiziententendia-

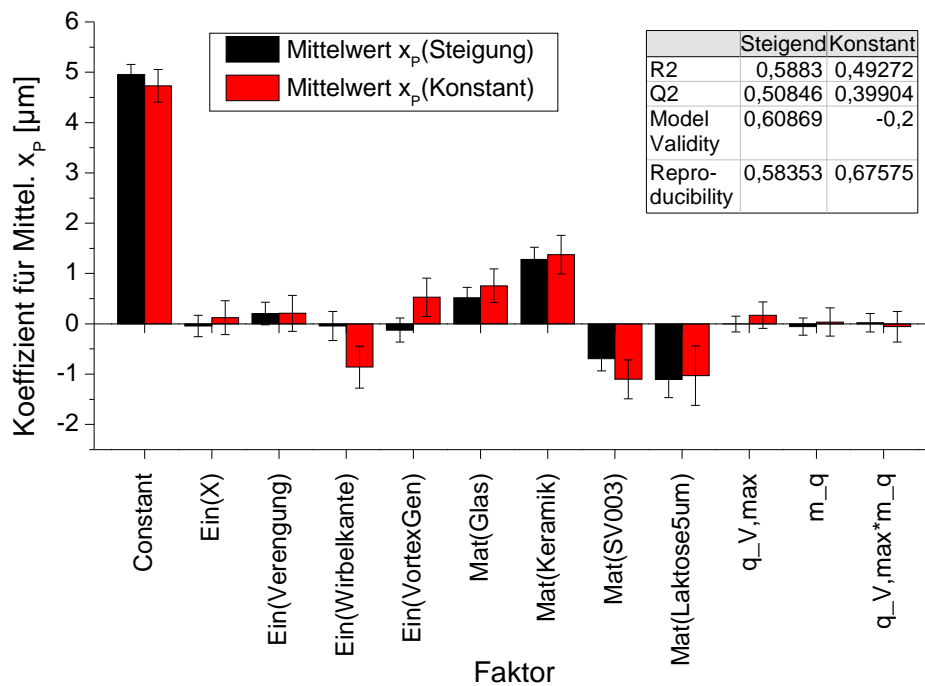


Abbildung 4.23: Koeffizientendiagramm des Mittelwertes des Partikeldurchmessers x_p . Um dieses Diagramm zu erzeugen wurden zwei Mittelwerte gebildet. Ein Mittelwert über alle Partikel, die innerhalb des steigenden Bereichs, und ein Mittelwert über alle Partikel, die im konstanten Bereich der Volumenströmung dispergiert sind. Zusätzlich wurden die Güteparameter der MLR tabellarisch zusammengefasst.

gramm betrachtet. Hierbei wurde für einen besseren Vergleich nur ein Diagramm erzeugt, das in Abb. 4.23 zu sehen ist.

Bei der Betrachtung der Koeffizienten zeigt sich, dass diese sehr gering sind und mit einem großen Fehler behaftet sind, so dass hier keine sichere Aussage möglich ist. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass der Mittelwert des Durchmessers der gezählten Partikel stark stochastisch schwankt und diese daher gerade bei Messungen mit kleinen Partikelanzahlen keine sinnvolle Regression zulassen.

Da die Koeffizienten der meisten Parameter, abgesehen von denen der verwendeten Materialien, fast null sind, ist hier mit keiner Abweichung vom statistischen Mittelwert zu rechnen. Dagegen wurde bereits erwartet, dass die größten Koeffizienten bei den verschiedenen Materialien zu finden sind, denn jedes der untersuchten Materialien weist eine ganz unterschiedliche Partikelverteilung auf, wie es Kapitel 4.1.1 zeigt. Die Verteilungen ergeben verschiedene Mittelwerte des Partikeldurchmessers und somit einen großen Koeffizienten.

Abgesehen von den unterschiedlichen Materialeigenschaften zeigt das Diagramm einen weiteren Koeffizientenunterschied bei den verschiedenen Einbauten. Bei dem Mittelwert im Bereich der steigenden Strömung ist kein großer Koeffizient zu erkennen, was darauf hindeutet, dass sich in diesem steigenden Bereich aufgrund der sich ändernden Strömung keine Grenzschicht um die Schüttung ausbilden kann, so dass auch bei geringen Volumenströmungen die Geschwindigkeit auf der Schüttung sehr groß ist. Hierdurch können größere Kräfte entstehen, die sowohl große, als auch kleine Partikel von der Schüttung dispergieren lassen. Hier ist deswegen zwischen den verschiedenen Einbauten kein Unterschied zu erkennen. Im konstanten Bereich hingegen verhindert die Ausbildung der Grenzschicht eine Entstehung von hohen Fluidgeschwindigkeiten auf der Oberfläche der Schüttung. Dadurch wirken keine großen Kräfte auf die Partikel und die Dispersion wird schwächer. Durch die beiden Turbulenz erzeugenden Einbauten wird diese Grenzschicht zerstört und es entstehen höhere Kräfte. Nun ist der Koeffizient der Wirbelkante negativ. Dies bedeutet, dass durch das Einsetzen dieses Einbaus der Durchmesser der gezählten Partikel im Mittel kleiner wurde. Es sind also vermutlich weniger große Partikel beim optischen Partikelzähler angelangt. Hier wird vermutet, dass diese größeren Partikel in der Turbulenz aufgrund ihrer größeren Masse der Strömung nicht richtig folgen konnten. Durch hier entstehende, transversale Luftwirbel, deren Bewegung mit oder gegen die eigentli-

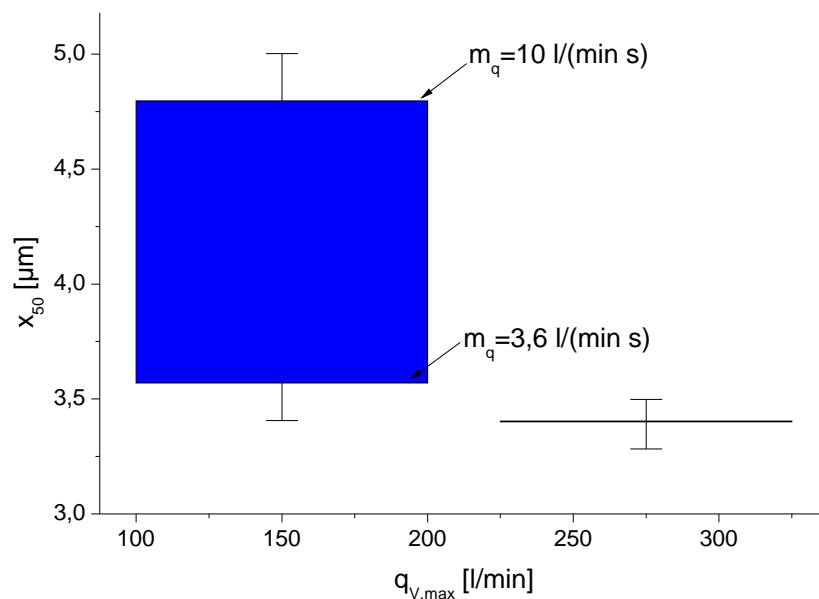


Abbildung 4.24: Regressionsparameter x_{50} der einfachen Log-Normalverteilung in Abhängigkeit der maximalen Volumenströmung $q_{V,max}$. Die Balkenbreite entsteht durch die Betrachtung der Antwort in Abhängigkeit der verschiedenen Steigungen m_q der Volumenströmung. Der zweite Balken weist hier keine Breite auf, da bei dieser Einstellung nur für eine Steigung Messungen aufgenommen wurden. Das Diagramm wurde aus den Ergebnissen der Messungen mit Glaspulver und ohne die Verwendung eines Einbaus erstellt.

che Strömungsrichtung zeigen, können Bereiche mit geringer Luftgeschwindigkeit entstehen, in denen die großen Partikel zu Boden sinken. Dagegen entsteht beim Einbau des Vortex-Generators ein longitudinaler Wirbel, indem die Hauptbewegung der Luft zum optischen Partikelzähler erhalten bleibt und es zu keinem Absinken der Partikel kommen kann.

Nun wurde auch versucht, die Ergebnisse der Regression der Log-Normalverteilung und der Bi-Log-Normalverteilung durch die MLR näher auszuwerten. Doch hier hat sich gezeigt, dass aufgrund der großen stochastischen Schwankung zwischen den verschiedenen Messungen und der geringen Anzahl von Wiederholungen der Messungen keine sinnvolle MLR möglich ist. Da bei dieser Auswertung der Güteparameter der Reproduzierbarkeit zwischen der Regression und den Messungswiederholungen sehr schlecht war, ist es nicht sinnvoll eine solche Auswertung durchzuführen. Stattdessen wurde versucht durch eine Betrachtung der Mittelwerte und Standardabweichungen aller Antworten eine Aussage treffen zu können, indem zunächst alle Antworten einander zugeordnet und anschließend über Messungen mit gleicher Parameterwahl Mittelwert und Standardabweichung bestimmt wurden. Da für alle Antworten die Abhängigkeit von der Strömungseinstellung am Glaspulver untersucht wurde, (siehe Versuchsplan in Kapitel A.6.1), wurden nur die Ergebnisse dieses Pulvers betrachtet.

Zunächst wurde die Antwort der maximalen Volumenströmung $q_{V,max}$ untersucht. Da die Antwort bei dieser Beobachtung nur von der Steigung der Volumenströmung abhängig war, konnte ein Balkendiagramm erstellt werden, dessen Balkenhöhe den Bereich wiedergeben zwischen dem die Antworten für die beiden unterschiedlichen Steigungen liegen. Anschließend wurde ein weiteres Diagramm erstellt, das den Einfluss der Steigung zeigen sollte. Hierzu wurde die Darstellung des vorherigen Diagramms vertauscht. Anschließend wurde der Einfluss der verschiedenen Einbauten untersucht, indem ein Balkendiagramm für die Einbauten gezeichnet wurde. Die Balkenhöhe ergab sich durch die Betrachtung der Antwort in Abhängigkeit der maximalen Strömung. Zusätzlich wurden in die Balkendiagramme die Standardabweichungen als Fehlerbalken eingetragen.

Zunächst wurden die Ergebnisse der Regression der einfachen Log-Normalverteilung betrachtet. Hier wurden die Regressionsparameter x_{50} und s bestimmt (siehe Kapitel A.1). Zunächst soll der Parameter x_{50} untersucht werden, der den Median der Größenverteilung wiedergibt und dessen Abhängigkeit von der maximalen Volumenströmung in Abb. 4.24 zu sehen ist. Da hier bei $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ nur eine Steigung der Volumenströmung untersucht wurde, zeigt dieser Balken keine definierte Höhe an.

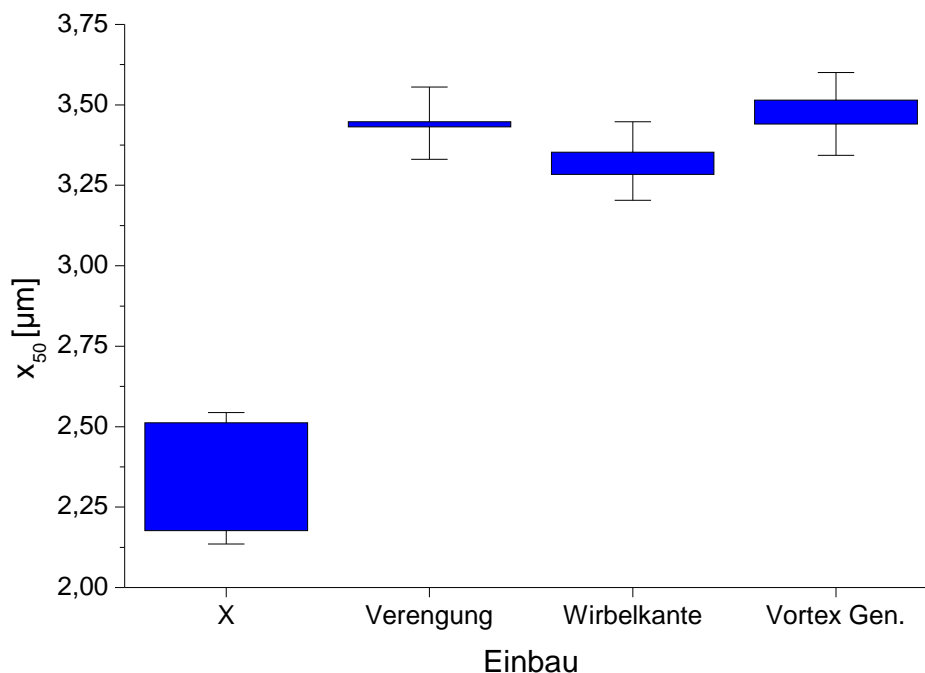


Abbildung 4.25: Regressionsparameter x_{50} der Regression der Log-Normalverteilung in Abhängigkeit der verwendeten Einbauten (basieren auf den Messdaten des Glaspulvers). Die Balkenbreite wird aufgespannt durch die Betrachtung der Volumenströmungen. Die Bezeichnung X steht hier für die Ergebnisse ohne die Verwendung eines Einbaus.

In diesem Diagramm ist sonst nur eine geringe Abweichung zwischen den beiden Balken zu erkennen, die allerdings im Rahmen der Fehlerangaben vernachlässigt werden kann. Hier scheint der Balken bei $q_{V,\max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ etwas niedriger zu liegen. Dies bedeutet, dass der Median des Partikeldurchmessers etwas geringer gewesen wäre, was aber aufgrund des gezeigten Fehlers keine sinnvolle Interpretation zulässt.

Ein ähnliches Ergebnis zeigt sich für die Betrachtung der Abhängigkeit dieses Parameters von der Steigung der Volumenströmung (siehe Abb. A.32). Hier war es jedoch möglich, eine Balkenbreite für alle Steigungen einzeichnen zu können. Dabei zeigt sich, dass bei einer kleinen Steigung der Balken sehr klein ist, im Vergleich zu dem Balken der höheren Steigung. Bei dieser höheren Steigung schwankt also der Median stärker zwischen den verschiedenen Volumenströmungen und ist dadurch größer werden. Wenn der Median größer wird, bedeutet dies, dass auch die gezählten Partikel im Durchschnitt größer werden. Somit kann das Ergebnis so interpretiert werden, dass durch die größere Steigung der Volumenströmung die laminare Grenzschicht sich auf der Schüttung weniger gut ausbilden kann. Kommt es dann zu einer großen Anströmgeschwindigkeit können sehr große Kräfte auf die Partikel in der Schüttung wirken und auch größere Partikel dispergieren von der Schüttung. Diese werden dann vom Partikelzähler gezählt und der Median verschiebt sich zu größeren Werten. Bei einer kleineren Steigung der Volumenströmung kann sich die Grenzschicht möglicherweise besser ausbilden. Kommt es zu einer Anströmung mit hoher Geschwindigkeit erreicht diese nicht die Schüttungsoberfläche und es wirkt keine größere Kraft. Dadurch können dann keine größeren Partikel dispergieren und der Median bleibt fast unverändert. Dies zeigt sich im Diagramm durch einen dünneren Balken, da es hier weniger Abweichung gibt.

Anschließend wurde der Einfluss der Einbauten untersucht, wobei die Balken nun aufgrund der verschiedenen Volumenströmungen eine Höhe aufweisen (siehe Abb. 4.25). Hier zeigt sich ein sehr eindeutiger Unterschied zwischen den verschiedenen Einbauten. So liegt der Balken der Messungen ohne Einbau tiefer, als die Balken der Messungen mit anderen Einbauten. Auch dieses Ergebnis kann durch die Betrachtung der Kräfte auf die Partikel erklärt werden. Bei der Verwendung der genannten Einbauten in der Messstrecke spielen zwei Änderungen eine entscheidende Rolle bei der Partikeldispersierung von der Schüttung. Zum einen erhöht sich durch den Einbau der Verengung die Fluidgeschwindigkeit innerhalb der Messstrecke bei

sonst gleich bleibender Volumenströmung. Zum anderen wird durch die anderen Einbauten die Ausbildung der Grenzschichtströmung um die Schüttung verhindert oder reduziert. Hierdurch bleibt auch im Bereich mit konstanter Volumenströmung die Fluidgeschwindigkeit auf der Oberfläche der Schüttung größer. Durch eine höhere Fluidgeschwindigkeit aber entstehen höhere Widerstandskräfte der Luft auf die Partikel, die aufgrund dieser Kraft von der Schüttung dispergieren können. Durch diese höheren Kräfte werden auch größere und damit schwerere Partikel zur Dispersion gebracht. Da die Verteilung somit größere Partikel aufweist, verschiebt sich der Regressionsparameter x_{50} zu größeren Partikeln hin. Im Balkendiagramm steigen die Balken weiter nach oben.

Zusätzlich zeigt der Balken ohne Einbau eine relativ große Breite im Vergleich zu denen mit Einbau. Dies kann dadurch erklärt werden, dass ohne Verwendung eines Einbaus die Kraft durch die Strömung relativ gering ist, so dass nur kleinere Partikel von der Schüttung dispergieren können. Wird nun die Volumenströmung etwas erhöht, so nimmt auch die Kraft auf die Partikel zu. Hierdurch werden dann auch etwas größere Partikel von der Schüttung dispergiert. Der Balken wird dann in Abhängigkeit der Volumenströmung breiter. Bei der Verwendung eines Einbaus hingegen wird durch die erhöhte Fluidgeschwindigkeit und die reduzierte Ausbildung einer Grenzschicht die Kraft so groß, dass auch große Partikel bei kleinen Volumenströmungen dispergieren können. Da aber in einem Pulver nur Partikel bis zu einer bestimmten Größe vorhanden sind, dispergieren ab einer bestimmten Partikelgröße keinen weiteren Partikel mehr. Der Regressionsparameter x_{50} verändert sich nun nicht mehr, so dass die Balkenbreite klein bleiben würde, während sie ohne Einbau größer ist.

Anschließend wurde diese Analyse auch mit dem Parameter s durchgeführt, der die Breite der Log-Normalverteilung wiedergibt. Dieser Parameter hat aber zwischen den Messungen so sehr geschwankt, dass an dieser Stelle keine eindeutige Aussage möglich war und der Parameter nicht weiter betrachtet werden kann.

Zudem wurden auch die Ergebnisse der Regression der Bi-Log-Normalverteilung betrachtet. Hier zeigte gerade die Auswertung des Parameters p interessante Ergebnisse. Dieser Parameter steht für das Verhältnis zwischen den beiden Log-Normalverteilungen, die bei der Regression an die Partikelverteilungen angepasst wurden. Dabei wird eine der beiden Log-Normalverteilung an die Bereiche kleinerer Partikeldurchmesser angepasst, die andere an die größerer Partikeldurchmesser. Der Parameter p gibt das Amplitudenverhältnis der Verteilung bei kleinen Durchmessern zu der bei größeren Durchmessern an. Somit bedeutet ein größerer Parameter p , dass die Amplitude der Verteilung bei kleineren Partikel zugenommen hat. In der Verteilung waren dann mehr kleinere Partikel. Der Parameter p eignet sich sehr gut für die Betrachtung der verschiedenen Einflüsse, da er aufgrund der relativen Betrachtung bei kleineren Änderungen oder auch bei Verschiebungen innerhalb der Verteilung bereits stärker schwanken kann.

Hier wurde auch zunächst der Einfluss der maximalen Volumenströmung auf die Verteilung untersucht. Das Ergebnis dieser Betrachtung ist in Abb. 4.26 zu sehen. Bei einer Betrachtung zeigt sich sofort, dass dieser Parameter durch die Erhöhung der maximalen Volumenströmung eindeutig kleiner wurde. Dies bedeutet, dass bei einer Erhöhung der Volumenströmung der Anteil an größeren Partikel im Vergleich zu dem kleiner Partikel zugenommen haben sollte. Hier wurden also vom Partikelzähler mehr größere Partikel gezählt. Dies wurde auch nach der vorangegangenen Betrachtung so erwartet. Denn auch hier entsteht durch die größere Volumenströmung eine höhere Luftgeschwindigkeit auf der Schüttung, die zu einer größeren Widerstandskraft führt und dadurch dann auch größere Partikel von der Schüttung dispergieren können. Der Parameter p nimmt dann ab, wie es hier zu sehen ist.

Auch die Balkenbreite der beiden Volumenströmungen ist sehr ähnlich, was die Vermutung zulässt, dass die Steigung der Volumenströmung bei den unterschiedlichen maximalen Volumenströmungen keinen Einfluss gezeigt hat. Dies wurde in Abb. A.33 noch einmal näher untersucht. Hier zeigt sich die Änderung des Parameters p nicht sehr groß. Trotzdem ist eine leichte Reduzierung des Parameters bei den Messungen mit einer größeren Steigung der Volumenströmung zu erkennen. Somit nimmt bei der Vergrößerung der Steigung m_q der Anteil an großen Partikeln zu. Durch die größere Steigung wird vermutlich die Ausbildung einer Grenzschicht im steigenden Bereich stärker reduziert, wodurch größere Widerstandskräfte wirken und größere Partikel von der Schüttung dispergieren. Die Partikelgrößenverteilung verschiebt sich zu größeren Partikeln.

Zudem wurde auch am Parameter p der Einfluss der verschiedenen Einbauten auf die Partikelgrößenverteilung untersucht, wie es das Ergebnis in Abb. 4.27 zeigt. Hier zeigt sich erneut ein ähnliches Ergebnis, wie bei der Betrachtung des Parameters x_{50} . Zunächst zeigen die Experimente ohne einen Einbaus den größten Parameter p . Dies lässt den Rückschluss zu, dass ohne die Verwendung eines Aufbau ein größerer Anteil der Partikel mit einem kleinen Durchmesser von der Schüttung dispergiert wurde. Dies kann erneut durch die

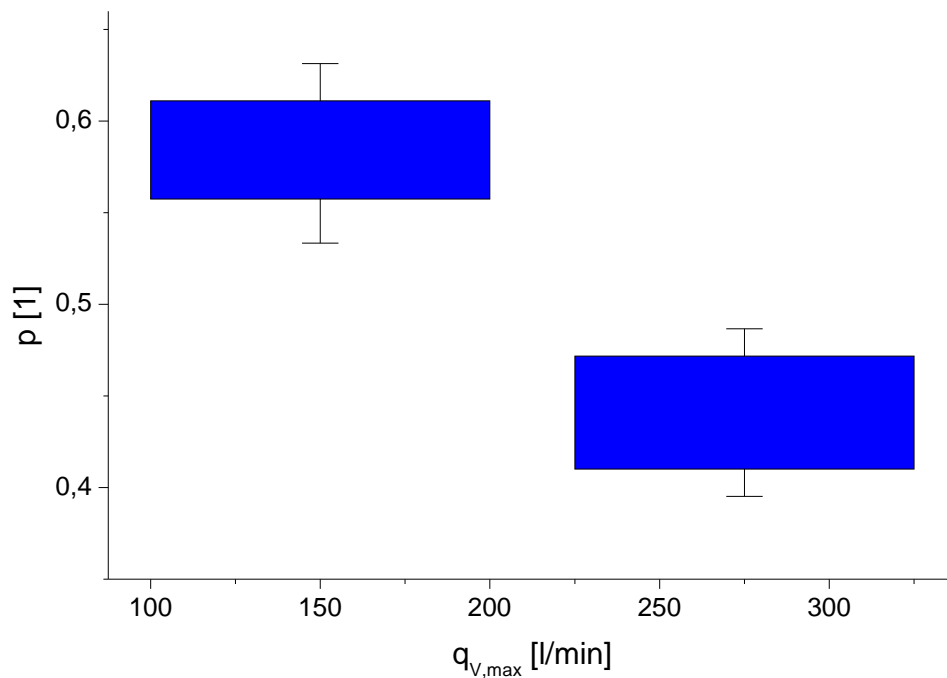


Abbildung 4.26: Abhängigkeit des Regressionsparameters p der Anpassung der Bi-Log-Normalverteilung an die gemessenen Partikelgrößenverteilungen. Die Balkenhöhe wird durch die Abhängigkeit der verschiedenen Steigungen m_q aufgespannt. Das Diagramm wurde aus den Ergebnissen der Messungen mit Glaspulver und ohne die Verwendung eines Einbaus erstellt.

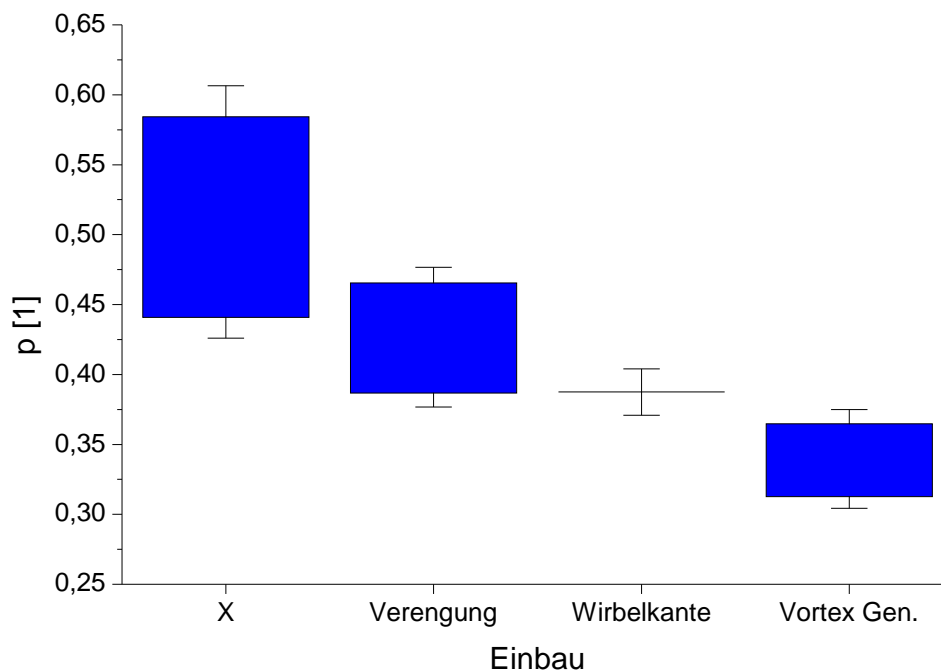


Abbildung 4.27: Regressionsparameter p der Anpassung mit der Bi-Log-Normalverteilung in Abhängigkeit der verschiedenen verwendeten Einbauten (basierend auf den Messdaten des Glaspulvers). Der Eintrag X steht für die Ergebnisse der Experimente ohne die Verwendung eines Einbaus in den Windkanal.

reduzierte Luftgeschwindigkeit auf der Schüttungsoberfläche durch eine Grenzschicht erklärt werden, die sich bei den anderen Einbauten nicht ausbilden kann.

Anschließend folgen in dem hier gezeigten Diagramm noch die Balken der Verengung und der Wirbelkante, die beide sehr ähnliche Ergebnisse zeigen. Zuletzt folgt der Balken des Vortex-Generators. Dieser zeigt von allen Einbauten den kleinsten Parameter p . Hier wurde somit im Vergleich der größte Anteil an großen Partikeln von der Schüttung dispergiert und zum optischen Partikelzähler transportiert. Dies kann damit erklärt werden, dass durch die Turbulenzentstehung die Ausbildung der Strömungsgrenzschicht auf der Schüttung verhindert wird und die Strömungsgeschwindigkeit auf der Schüttungsfläche ansteigt. Die resultierende, größere Kraft lässt größere Partikel von der Schüttung dispergieren.

Dabei wurde auch beim Einbau der Wirbelkante die Ausbildung einer turbulenten Strömung erwartet, so dass mit einem reduzierten Parameter p zu rechnen war. Dieser Parameter zeigt sich auch kleiner, als bei den Versuchen ohne die Verwendung des Einbaus, aber nicht so klein, wie bei den Versuchen mit Vortex-Generator. Dieser Unterschied liegt vermutlich begründet in der Ausrichtung der Wirbel bei den Einbauten und dem daraus resultierenden Unterschied im Partikeltransport. Bei der Wirbelkante entstehen transversale Wirbel, deren Wirbelvektor somit senkrecht auf der Bewegungsrichtung der Luft steht. Dadurch bewegt sich die Luft und somit auch die Partikel in dem Wirbel zeitweise entgegen der eigentlich Strömungsrichtung zum optischen Partikelzähler hin. So vergrößert sich die Aufenthaltsdauer der Partikel in der Messstrecke und die mittlere Geschwindigkeit der Partikel wird reduziert, so dass diese auf den Boden absinken können. Da die größeren Partikel aufgrund ihrer Masse stärker betroffen sind, sinken diese ab. Dahingegen erzeugt der Vortex-Generator eine longitudinale Verwirbelung bei der der Wirbelvektor parallel zum Geschwindigkeitsvektor der Luft zeigt. Dadurch bewegt sich auch die Luft innerhalb der Wirbel immer mit der Strömungsrichtung der Luft zum optischen Partikelzähler hin. Hierdurch verändern sich weder die Aufenthaltsdauer noch die mittlere Geschwindigkeit der Partikel, so dass die großen Partikel nicht absinken.

Zudem wurden auch alle weiteren Regressionsparameter $x_{50\,1}$, $x_{50\,2}$, s_1 und s_2 der Anpassung der Bi-Log-Normalverteilung untersucht. Dabei konnte aufgrund der großen stochastischen Schwankung zwischen den Ergebnissen keine MLR durchgeführt werden oder deren Resultat war nicht statistisch signifikant. Aus dem anderen Teil der Ergebnisse, der statistisch signifikante Resultate zeigte, konnten jedoch keine neuen Informationen abgelesen werden. Stattdessen zeigten sich hier ähnliche Ergebnisse, wie sie bereits beobachtet wurden, so dass hier keine weiteren Kenntnisse gewonnen werden. Daher werden die Betrachtungen der Daten der optischen Partikelzählung an dieser Stelle nicht weiter untersucht.

Durch die Betrachtung der Daten der Partikelzählung war es möglich, einen makroskopischen Blick über den Dispersionsvorgang zu erhalten, indem eine über alle dispergierten Partikel gemittelte Auswertung durchgeführt wurde. So hat sich gezeigt, dass die Dispersion der Partikel abhängig ist von der Fluidgeschwindigkeit auf der Schüttung der Dispersion. Dort bildet sich aber bei einer konstanten Anströmung eine laminare Grenzschicht aus, so dass die Oberflächengeschwindigkeit abnimmt und weniger Partikel dispergieren. Durch die Wahl eines Turbulenz erzeugenden Einbaus kann die Ausbildung der Grenzschicht reduziert werden. Jedoch konnten mit dem hier vorgestellten Ergebnis keine Erkenntnisse über das Verhalten der einzelnen Partikeln gesammelt werden. Hierzu ist es notwendig einen mikroskopischen Blick auf die Partikel selbst zu werfen (siehe folgendes Kapitel). Um ein noch besseres Ergebnis bei dieser statistischen Auswertung erhalten zu können, wären weitere Messungen notwendig, um die stochastischen Schwankungen zwischen den einzelnen Versuchen besser abfangen zu können. Zudem wäre es dabei sinnvoll, die Ausbildung des bereits zuvor genannten Peaks in den Partikelanzahlen durch eine Veränderung des Versuchsaufbaus zu vermeiden. Hierzu sollte die Strömungsquerschnittsfläche der Messstrecke reduziert werden, wie es in diesem Kapitel vorgeschlagen wurde.

4.1.4 Auswertung der Partikeltrajektorien

4.1.4.1 Charakterisieren der Partikeltrajektorien

In den vorherigen Kapiteln wurde das Verhalten der Partikel bei der Dispersion mit den Daten des optischen Partikelzählers analysiert. Durch diese Daten war es möglich einen Gesamteindruck über das Dispersionsverhalten der Partikel zu gewinnen. Hier wurde vor allem ein Schwerpunkt auf die Analyse der Dispersion im Bezug auf die Partikelanzahl und -größe in Abhängigkeit der Strömung und Strömungsgeometrie gelegt. Dabei wurden die dispergierten Partikel integral analysiert. Dadurch war es möglich, alle dispergierten Partikel über die gesamte Messdauer und die gesamte Schüttung zu erfassen. Jedoch konnte durch diese Analyse nicht das direkte Verhalten und die Trajektorien der einzelnen Partikel erfasst werden.

Um das Partikelverhalten der einzelnen Partikel näher erfassen zu können, ist es notwendig die Dispersion durch ein Mikroskop näher zu betrachten. Dies wurde durch die Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera möglich. Um dabei auch die Partikelbewegung aufzeichnen zu können, wurde jedes Bild der Aufnahme durch einen Laser mehrfach belichtet (fünffach). Anschließend ist es theoretisch möglich zwischen den Belichtungen eines Partikels den zurückgelegten Weg zu berechnen. Über die Kenntnis der Zeit zwischen den Belichtungen des Lasers kann auf die Geschwindigkeit und die Beschleunigung geschlossen werden.

Bereits bei den ersten Vorversuchen hat sich gezeigt, dass eine solche Betrachtung der Geschwindigkeit der Partikel nicht ohne weiteres möglich ist. Zum einen hat sich bei diesen ersten Aufnahmen gezeigt, dass unter bestimmten Einstellungen eine große Anzahl von Partikeln von der Schüttung dispergieren kann. Um nun die Position einer großen Anzahl von Partikeln erfassen zu können, erscheint es an dieser Stelle sinnvoll, eine automatische Bildverarbeitung zu verwenden, die die Position aller Partikel bestimmt und daraus die genannten Dynamikeigenschaften der Partikel bestimmt. Auf der anderen Seite hat sich aber auch gezeigt, dass sehr häufig an einigen Stellen in der Schüttung sehr viele Partikel gleichzeitig dispergieren. Hierdurch kommt es zu einer Überlagerung der Belichtungen der verschiedenen Partikel, so dass eine eindeutige Zuordnung der Partikelpositionen zu den verschiedenen Zeiten kaum möglich ist. Bewegt sich ein Partikel gerade zum Start der Bewegung noch sehr langsam, hat es sich bis zur nächsten Belichtung nicht weit genug bewegt. Es kommt dann zu einer weiteren Überlagerung der Belichtungen, die nicht korrekt voneinander getrennt werden können. Solche überlagerten Belichtungen können bei der Auswertung nicht ohne weiteres berücksichtigt werden. Daher war es notwendig, dass bei der Bildverarbeitung solche Überlagerungen erkannt werden.

Eine solche Überlagerung wurde sehr häufig bei den Messungen mit dem Einbau des Vortex-Generators beobachtet. Daher wurde hier zur Veranschaulichung eine Sequenz von sechs Bildern von einer solchen Messung entnommen und in Abb. A.34 dargestellt. Das Video dieser Aufnahme wurde unter dem Namen „Keramik_275_10_VG_Mikro“ auf dem beigefügten digitalen Medium abgespeichert. In dieser Sequenz kommt es sowohl zur Überlagerung von Belichtungen einzelner Partikel als auch durch die Partikel untereinander. Zudem ist in dem Video eine dritte Fehlerquelle zu erkennen, die die Auswertung der Partikel beeinflussen kann. Da der Laserstrahl nach seiner Auffächerung in einer Ebene und nach der Fokussierung in die zweite Ebene immer noch eine nicht mehr reduzierbare Breite aufweist, die größer war als die Schärfentiefe der Kamera, sind nicht scharfe Partikel auf den Abbildungen zu erkennen. Diese Unschärfe beeinflusst jedoch die Auswertung der Partikelgröße und -form.

Anschließend ist es notwendig, dass die einzelnen Mehrfachbelichtungen eines Partikels sinnvoll sortiert werden. Da sich dabei aber die Partikelbahnen unterschiedlich verhalten können (z. B. die Trajektorie bei einer Kurvenbewegung oder eines Partikelstoßes), kann diese Zuordnung sehr komplex sein. Da dabei die Partikel auch noch Glanzlichter aufweisen können, ist eine solche Zuordnung mit einer herkömmlichen Bildverarbeitung über ein Computer gestütztes System nicht möglich.

Jedoch zeigte sich bereits bei einer ersten Betrachtung, dass diese Zuordnung oder die Erkennung von Belichtungsüberlagerungen für die menschliche Wahrnehmung ohne größeren Aufwand möglich ist, da diese durch die evolutionäre Entwicklung Verarbeitungsmuster entwickelt hat, die eine solche Auswertung schneller und effizienter durchführen als Computer (nach [Sajda u. a. 2010]). Daher wurde dazu übergegangen, die Partikel durch einen Bildverarbeiter (Mensch) auszuwerten.

Um die Effizienz der Bildverarbeitung zu erhöhen, wurden nach jeder Messung die von der Hochgeschwindigkeitskamera erzeugten $3,154 \times 10^3$ Bilder so gefiltert, dass der Bildverarbeiter nur noch die Bilder mit sich bewegenden Partikeln betrachten muss. Dabei wurden die Pixel der sich bewegenden Partikel bereits im Voraus durch das Filterprogramm (Programmierungsumgebung: NI Vision und Digital Filter Toolkit, National Instruments, Texas, USA) so ausgewählt, dass der Bildverarbeiter nur noch die verschiedenen Belichtungen dem Partikels zuordnen musste.

Dieses Filterprogramm lädt zunächst die Bilder mit einer Farbtiefe von 14 bit über eine ASCII-Datei ein. Da die Kamera aufgrund der kurzen Belichtungszeiten und der geringen Lichtmenge das aufgenommene Bild verstärkt, kommt es zu einem Rauschen im Bild. Dieses Rauschen würde die automatische Partikelsuche stören. Daher wurde zunächst das Rauschen über eine Wavelet-Filterung gefiltert, wie sie von [Bergh u. a. 2007; Chang u. a. 2000; Han und Tewfik 1998; Strutz 2009] vorgeschlagen wurde. Hierbei handelt es sich um einen Filter, der über eine Bildtransformation die Wavelet-Koeffizienten bestimmt und sie anschließend an Hand eines Grenzwertes filtert. Danach kann aus den neuen Koeffizienten über eine Rücktransformation das Bild berechnet werden, das bei einem korrekten Grenzwert ein geringeres Rauschen aufweist. Um die Partikelbelichtungen möglichst unverändert auswerten zu können, wurde ein Soft-Threshold-Filter verwen-

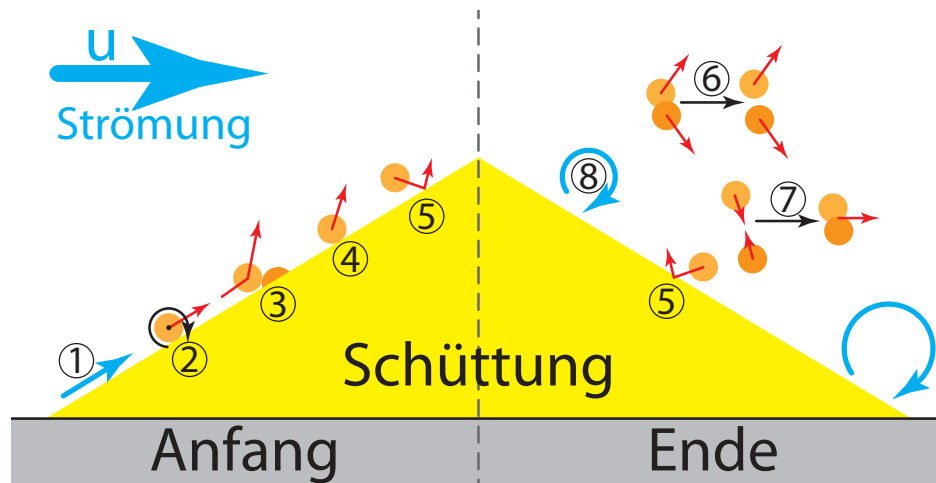


Abbildung 4.28: Verschiedene Bewegungsabläufe, die als entscheidende Prozesse bei der Partikeldispersion identifiziert wurden. Durch die Anströmung des Fluids mit der Luftgeschwindigkeit \vec{u} kommt es zu einer Luftbewegung auf der Schüttung (1), die durch die Ausbildung einer Grenzschicht reduziert wird. Aufgrund dieser Strömung kommt es zu einer Kraft auf die Partikel. Dadurch können die Partikel anfangen auf der Schüttung zu rollen (2). Dabei kann es zu einem Stoß kommen, so dass das Partikel ein Stück abhebt (3) oder das Partikel wird direkt zum Abheben gebracht (4). Ist ein Partikel dispergiert, kann es aufgrund der Strömung auch wieder mit der Schüttung stoßen (5). Luftgetragene Agglomerate können sich aufgrund ihrer Bewegung oder der Strömung voneinander trennen (6, Deagglomeration) oder einzelne Partikel können ein Agglomerat bilden (7, Agglomeration). Auf der strömungsabgewandten Seite der Schüttung kann es zu einem Strömungsabriss und der Ausbildung einer Turbulenz (8) kommen.

det, der die Waveletkoeffizienten an einem weichen Übergang filtert. Der Thresholdwert selbst wurde dabei zuvor an Hand des Rauschens im Hintergrund eines Beispielbildes der Kamerasequenz bestimmt.

Anschließend sollten die Pixel der Partikel detektiert werden. Um dabei nicht die Pixel der Schüttung zu detektieren, wurde ein Differenzbild erzeugt, aus dem die sich ändernden Pixel bestimmt werden konnten, die zu einem sich bewegenden Partikel gehören. Dann wurden diese Partikelbelichtungen an Hand von morphologischen Eigenschaften gefiltert und in einem 1 bit-Bild gespeichert. Auch das rauschreduzierte Bild wurde in einer weiteren Datei mit einer Tiefe von 8 bit gespeichert.

Nun kann der Bildverarbeiter das 8 bit-Bild laden, in dem er die Belichtungen der Partikel an Hand der Daten der 1 bit-Bilder markieren und zu einzelnen Partikeln zuordnen kann. Daraufhin berechnet das Programm aus den Markierungen die Partikelgrößen, Formparameter, Geschwindigkeit und Beschleunigung der markierten Partikel. Außerdem kann der Bildverarbeiter jedem Partikel eine Eigenschaft zuweisen, die dessen Bewegungsform kategorisiert.

Um die verschiedenen Bewegungsformen und Trajektorien kategorisieren zu können, wurden zunächst Mikroskopaufnahmen der Vorversuche analysiert, in denen bereits ein Großteil der Bewegungsformen beobachtet werden konnte. Zur Erläuterung der Kategorien ist in Abb. 4.28 eine schematische Darstellung dieser Bewegungen zu erkennen.

Bei der Beobachtung der Dispersion über die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen wurde zunächst bei allen Aufnahmen der Schüttung der Blickwinkel der Kamera und die Beleuchtung durch den Laser konstant gehalten. Dabei wurden Kamera und Laser so justiert, dass die Spitze des Kegels auf jedem Bild zu erkennen ist. Es wurden sowohl Aufnahmen auf der strömungszugewandten Seite, als auch von der abgewandten Seite des Schüttkegels aufgenommen (siehe Anfang und Ende). Die Strömung \vec{u} wurde dabei so an den Windkanal angelegt, dass sie sich in den Bildern von links nach rechts bewegt (siehe Strömungsrichtung).

Durch diese Anströmung der Schüttung kommt es zu einer Fluidbewegung auf der Oberfläche der Schüttung. Diese Fluidbewegung wird dadurch reduziert, dass die Partikel in ihrer Lage ruhen und die Luft aufgrund ihrer Viskosität dort reibt und sich verlangsamt. Es kommt zur Ausbildung einer laminaren Grenzschicht, die bereits in den Kapiteln zuvor angesprochen wurde. In diesen Kapiteln konnte gezeigt werden, dass sich durch diese Schicht die Dispersion der Partikel reduziert. Die Ausbildung der Grenzschicht kann

durch die Wahl eines Einbaus oder durch die kontinuierliche Veränderung der Strömung reduziert werden, wodurch das Fluid eine Geschwindigkeit auf der Oberfläche der Schüttung annehmen kann.

Da sich nun die Strömung relativ zu den ruhenden Partikeln bewegt, entsteht eine Widerstandskraft der Strömung auf die Partikel. Aufgrund dieser Kraft kommt es zu verschiedenen Bewegungen. Zum Einen werden die Partikel in einer tangentialen Richtung zur Schüttung beschleunigt. Da allerdings die Haftreibung zwischen den Partikeln wirkt, beginnt das angeströmte Partikel zunächst auf der Schüttung zu rollen (2). Das Rollen auf einer Ebene durch eine Anströmung wurde bereits von [Rabinovich und Kalman 2009/06/25a,;/ Biasi u. a. 2001] experimentell beobachtet und theoretisch erklärt. Somit beginnen die Partikel in Richtung der Strömung den Schüttkegel hoch zu rollen. Damit bewegt sich das Partikel gegen die Gravitation und die daraus resultierende Abtriebskraft. Um diese Bewegung aufrecht erhalten zu können, muss die Strömungswiderstandskraft größer als die Abtriebskraft sein. Da diese tangentielle Kraftkomponente abhängig ist von der Neigung, also dem Schüttwinkel des Pulvers, hängt das Rollverhalten der Partikel somit vom Schüttwinkel und damit indirekt von der Haftreibung des Materials ab. Zusätzlich wird hier die Partikelform entscheidend sein, ob ein Partikel in diese Rollbewegung übergehen kann. So ist zu erwarten, dass Partikel mit einer sphärischen Form (Partikel der Glas und Keramikpulver) bereits bei kleineren Widerstandskräften rollen, als unregelmäßig geformte Partikel (Partikel der Laktosepulver).

Die Beobachtung der eigentlichen Rollbewegung hat sich als sehr schwer herausgestellt. Denn diese Bewegung ist relativ langsam, so dass es häufig zu einer Überlagerung der Mehrfachbelichtungen eines Partikels gekommen ist. Außerdem verläuft diese Bewegungsform auf der Oberfläche der Schüttung, so dass eine Unterscheidung zwischen dem dynamischen Partikel und der Schüttung nicht einfach möglich war. Zu dieser Bewegungsform wurde eine beispielhafte Sequenz von sechs Bildern entnommen und in Abb. A.37 dargestellt. Zusätzlich wurde das Video mit dem Namen „Glas_275_10_X_Mikro“ hinterlegt, dass die gesamte Aufnahme zeigt. Hier wurden Glaspartikel ohne die Verwendung eines Einbaus beobachtet, die mit einer Volumenströmungssteigung von $m_q = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$ angeströmt wurden. Die Aufnahme der Bilder erfolgte über den Trigger bei einer Volumenströmung $q_{V,T} = 145,0 + -0,1 \text{ l min}$. In den entscheidenden Bildern wurde das Rollen der Partikel markiert.

Während dieses Prozesses des Rollens ist in der Bildsequenz zu erkennen, dass die Partikel von der Schüttung abheben und dispergieren. Dieser Übergang einer rollenden Bewegung in das Dispergieren wurde vom Bildverarbeiter häufiger beobachtet. Hierfür konnten verschiedene Ursachen identifiziert werden. Zum einen kann es bei der rollenden Fortbewegung zu einem Stoß zwischen dem sich bewegenden und einem ruhenden Partikel kommen (siehe 3). Dadurch entfernt sich das stoßende Partikel leicht von der Schüttung und es bildet sich ein Spalt zwischen den Partikeln. Durch diesen Spalt kann die Strömung zwischen den Partikeln hindurch strömen. Dabei wirkt eine Widerstandskraft, die das Partikel von der Schüttung weg transportieren kann.

Bei einer genaueren Betrachtung der Partikeldynamik im Video ist zu beobachten, wie die gerade dispergierten Partikel eine gekrümmte Bahn beschreiben. Diese gekrümmte Bahn kann nicht auf die Wirkung einer einzigen Kraft zurückgeführt werden. Zum einen wirkt hier die Widerstandskraft, die durch Gl. 2.64 beschrieben wird und parallel zur Schüttungsoberfläche zeigt. Da die Partikelbahn gekrümmt ist, muss eine weitere Kraft wirken, deren Betrag bei steigender Entfernung zur Schüttungsoberfläche kleiner wird, da dort die Trajektorienkrümmung immer geringer wird. Daher kann diese Kraft durch das Fluid nur auf die Ausbildung einer laminaren Grenzschichtströmung zurückgeführt werden, die dort einen örtlich beschränkten Geschwindigkeitsgradienten der Luftströmung erzeugt. Bewegt sich ein Partikel in einem solchen Gradienten, wirkt nach Gl. 2.67 die Saffman-Kraft, die das Partikel normal zur Schüttung beschleunigt. Da aber der Gradient durch die Grenzschicht mit zunehmender Entfernung von der Schüttung kleiner wird, nimmt auch diese Kraft mit zunehmender Entfernung zur Schüttung ab. Dadurch reduziert sich die Krümmung der Partikeltrajektorie, bis diese parallel zur Schüttungsoberfläche verläuft. Diese Wirkung der Scherströmung wurde von [Rabinovich und Kalman 2007/07/10] gezeigt.

Zu dieser Bewegungsform konnte eine weitere Sequenz an Bildern aus Aufnahmen eines weiteren Versuchs extrahiert werden, die in Abb. A.36 dargestellt sind und aus dem Video mit dem Namen „Keramik_150_10_X_Mikro“ entnommen wurden (Keramikpulver, $q_{V,\max} = 150 \text{ l min}^{-1}$, $m_q = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $q_{V,T} = (146,4 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$). In diesem Video ist zu einigen Zeitpunkten das Stoßverhalten der rollenden Partikel mit einem Ruhenden zu beobachten. Bei einem Stoß eines rollenden Partikels mit dem unbewegten Partikel wird ein Impuls auf das unbewegte Partikel übertragen, das sich folglich zu bewegen beginnt und möglicherweise von der Schüttung dispergiert. Dieser Vorgang kann sich dabei so aufbauen, dass die Partikel lawinenartig von der Schüttung dispergieren. Dieser Dispersionsvorgang wird im Folgenden als Lawinendispersion bezeichnet.

Ein weiterer Effekt, der zur Dispersion der rollenden Partikel führt, ist sicherlich das Erreichen einer exponierten Lage, in der größere Strömungsgeschwindigkeiten vorherrschen als auf der Schüttungsoberfläche. So kann das rollende Partikel beim Überrollen eines anderen Partikels aus der Schüttung stärker hervortreten und ist damit einer größeren Strömungsgeschwindigkeit ausgesetzt. Hierdurch wirken eine größere Widerstandskraft und Saffman-Kraft auf das Partikel, so dass dieses dispergieren kann. Da es hierbei nicht zu einem Impulsübertrag auf ein ruhendes Partikel kommt, wird es bei diesem Effekt vermutlich nicht zur Ausbildung einer Dispersionslawine kommen.

Ein weiterer denkbarer Dispersionseffekt wäre hier die direkte Dispersion eines Partikels ohne vorheriges Rollen oder einen Stoß mit einem sich bereits bewegendem Partikel. Dies wäre dann der einfachste Vorgang der Dispersionsdynamik (4). Doch obwohl diese Dispersionsform eine recht einfache Bewegung darstellt, wurde dieser Vorgang nicht sehr häufig beobachtet. Denn durch die Entstehung der Grenzschichtströmung sind die Fluidgeschwindigkeit auf der Schüttungsoberfläche und somit auch die Fluidkräfte geringer. Gerade für die sphärischen Partikel ist das Rollen auf der Schüttung die energetisch günstigste Bewegungsform. Dagegen wurde erwartet, dass die nicht-rotationssymmetrischen Partikel, wie die der Laktose SV003, nicht zu rollen beginnen. Diese Annahme hat sich bei der Betrachtung der Aufnahmen nicht bestätigt. So ist auch in der Abb. A.39 eine Sequenz zu erkennen, in der ein nicht-sphärisches Laktose-Partikel auf der Schüttung zu rotieren beginnt. Dann kommt es in dieser Bewegung zur Dispersion des Partikels von der Schüttung. Das Partikel rotiert nach dem Verlassen der Schüttung weiter. Diese Bilder wurden aus dem Video mit dem Namen „Laktose_275_10_X_Mikro“ entnommen und zeigten Aufnahmen, die gestartet wurden bei $q_{V,T} = (277,4 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$ ($q_{V,\max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $m_q = 101 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$).

Dann wurde ein weiterer, nicht erwarteter Effekt beobachtet, der besonders deutlich wird bei der Untersuchung der Ergebnisse mit dem Einbau der Wirbelkante. Da sich durch diesen Einbau ein Wirbel aufbaut, dessen Wirbelvektor transversal gerichtet ist, bewegt sich die Strömung in diesem Wirbel gegen die eigentliche Strömungsrichtung, so dass die Partikel sich erneut auf die Schüttung zu bewegen können. Bei dieser Bewegung kann es zu einem Stoß zwischen den luftgetragenen Partikel und denen in der Schüttung kommen (5). Der Ausgang eines solchen Stoßes konnte in Abhängigkeit der kinetischen Energie des Partikels und damit auch der Strömungsgeschwindigkeit sehr unterschiedlich beobachtet werden. Zum einen konnte dabei beobachtet werden, wie das stoßende, meist langsame Partikel in der Schüttung verbleibt. Hier wurde der Impuls des Stoßes durch den Haufen aufgenommen und das luftgetragene Partikel durch die wirkenden Adhäsionskräfte auf der Schüttung gehalten. Bei einer höheren kinetischen Energie stößt das Partikel und bewegt sich wieder mit einer Geschwindigkeit von der Schüttung weg. Eine weitere Erhöhung der kinetischen Energie führt dann zu einem Stoß, durch den ein so großer Impuls auf die ruhenden Partikel übertragen wird, dass weitere Partikel aus der Schüttung dispergieren können. Neben der kinetischen Energie des Partikels ist hier die Stoßrichtung des Partikels ein entscheidender Faktor. Ein Beispiel eines solchen Stoßes ist in Abb. A.38 aus dem Video „Glas_275_3-6_X_Mikro“ zu sehen (Glaspulver, $q_{V,\max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $m_q = 3,61 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $q_{V,T} = (199,3 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$).

Auf der strömungsabgewandten Seite des Schüttkegels ist damit zu rechnen, dass sich aufgrund der laminaren Umströmung eine viel geringere Strömungsgeschwindigkeit im Windschatten des Kegels ausbildet. Dadurch kann es bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten an dieser Stelle zu einem Strömungsabriss kommen. Durch diesen Strömungsabriss können Strömungen entstehen (9), durch die die Partikel auf die Schüttung beschleunigt werden und dabei dort mit der Schüttung stoßen.

Um auch diese Dynamik der Partikel bewerten zu können, wurden ebenfalls auf der strömungsabgewandten Seite der Schüttung Aufnahmen gemacht (siehe Ende). Eine solche Aufnahme ohne die Verwendung eines Einbaus ist in dem Video unter Namen „Glas_275_10_X_Ende_Mikro“ gezeigt (Glaspulver, $q_{V,\max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $m_q = 101 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $q_{V,T} = (186,5 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$). In diesem Video wurde innerhalb einer Bildsequenz, die in Abb. A.41 dargestellt ist, ein Stoß eines Partikels mit der Schüttung beobachtet.

Neben diesen Dispersionen einzelner Partikel von der Schüttung konnten in diesen Videos auch ähnliche Vorgänge beobachtet werden für Agglomerate, die von der Schüttung dispergiert sind. So zeigt die Bildsequenz in Abb. A.40 ein solches Agglomerat. Dieses Agglomerat kann direkt von der Schüttung abheben oder erst nach dem Stoß eines bewegten Partikels mit einem Unbewegten entstehen und sich durch den Stoßimpuls von der Schüttung trennen. Das Video, aus dem diese Bewegung entnommen wurde, trägt den Namen „Keramik_150_10_X_Mikro“ und zeigt die Untersuchung der Dynamik von Keramikpulver ohne Einbau ($q_{V,\max} = 150 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,\max} = 101 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $q_{V,T} = 146,6 + -0,1 \text{ l min}^{-1}$).

Neben der Dispersion von der Schüttung sind auch weitere Vorgänge in der Agglomeratenbewegung beobachtet worden. Zum einen gehört hierzu die wichtige Rotation der Agglomerate, bei der die Partikel zueinander eine konstante Position beibehalten. Eine Rotation der Agglomerate kann unterschiedliche Ursa-

chen haben. In der Nähe der Schüttung wirken z. B. Scherkräfte durch Scherströmungen auf die Agglomeratpartikel, die ein Drehmoment auf das gesamte Agglomerat erzeugen. Eine andere Möglichkeit auf diese Scherkräfte zu reagieren, ist die Partikelrotation im Agglomerat selbst, durch die sich die relative Partikellage innerhalb des Agglomerats ändert. Dieser Effekt konnte allerdings in den durchgeführten Versuchen nicht beobachtet werden. Dies lässt die Vermutung zu, dass die Partikel aufgrund der Rollreibung nicht gegeneinander rotieren sondern sich eher eine Rotation des gesamten Agglomerats einstellt.

Bei den gesamten Betrachtungen der Trajektorien der Partikel hat das Pulver der Laktose $5\mu\text{m}$ immer eine Sonderstellung eingenommen. Diese Laktose besteht aus Partikeln mit einem sehr kleinen Durchmesser (siehe Tabelle 3.1). Daher wurde bei diesem Pulver auch mit großen Adhäsionskräften zwischen den Partikeln gerechnet, durch die die Partikel zu Agglomeraten miteinander verbunden sind. Somit wurde mit einer erhöhten Dispersion von Agglomeraten gerechnet. Die Aufnahmen zeigen aber ein viel extremeres Bild, bei dem überhaupt keine Dispersion einzelner Partikel beobachtet werden konnte. Stattdessen konnte nur die Dispersion von Agglomeraten aus einer großen, nicht zählbaren Anzahl von Partikeln beobachtet werden. Da solche schweren Agglomerate sich nur durch die Wirkung großer Strömungskräfte in Bewegung setzen, müssen sehr hohe Geschwindigkeiten erreicht werden. Hierdurch erklärt es sich, warum bei den meisten Experimenten für die Laktose $5\mu\text{m}$ keine sinnvollen Beobachtungen in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und den Ergebnissen des optischen Partikelzählers möglich waren. Dies war nur bei dem Einbau des Vortex-Generators möglich. Eine solche Aufnahme der Hochgeschwindigkeitskamera mit Laktose $5\mu\text{m}$ und dem Einbau des Vortex-Generators wurde unter dem Namen „Laktose5um_275_10_VG_Mikro“ abgelegt ($q_{V,\text{max}} = 2751\text{min}^{-1}$, $q_{V,\text{max}} = 101\text{min}^{-1}\text{s}^{-1}$, $q_{V,T} = 99,2 + -0,1\text{min}$). In diesem Video kann die Dispersion der großen Agglomerate ($x_{P,\text{Agglo}} > 200\mu\text{m}$) beobachtet werden. Auch hier beginnt die Bewegung mit einem Rollen der Agglomerate auf der Schüttung. Diese Dynamik der Agglomerate wird in der Bildsequenz aus Abb. A.42 gezeigt. Diese untersuchten Agglomerate waren so groß, dass sie bereits mit den Beobachtungskameras beobachtet werden konnten. Hier zeigt Abb. A.43 ein Bild, in dem die sich von der Schüttung weg bewegenden Agglomerate gut zu erkennen sind. Das Bild wurde aus dem Video „Laktose5um_275_10_VG_B1“ entnommen. Die aus der Schüttung dispergierten Agglomerate sind so schwer, dass sie sich nur auf dem Boden der Messstrecke rollend bewegen können.

Zudem sind weitere Vorgänge der luftgetragenen Partikel zur Bildung von Agglomeraten (Agglomeration, siehe 8) und der Trennung von Agglomeraten (Deagglomeration, siehe 7) beobachtet worden. Hier sind verschiedene Grundmechanismen denkbar. So kann es zu einer Agglomeration von Partikeln kommen, wenn zwei luftgetragene oder ein luftgetragenes und ein ruhendes Partikel in der Schüttung stoßen. Es kann zur Deagglomeration kommen, wenn zum Beispiel durch eine Rotation des Agglomerats die Partikel durch die Adhäsionskraft als Zentripetalkraft nicht mehr richtig an das Agglomerat angebunden werden. Oder es tritt ein größerer Strömungsgradient entlang des Agglomerats auf, wie er zum Beispiel in einer Scherströmung auftreten kann. Solche Scherströmungen entstehen sowohl in Düsenströmungen oder auch in Grenzschichtströmungen. Auch hierzu wurde in den verschiedenen Experimenten nach einer beispielhaften Darstellung gesucht. Da hierbei die Deagglomeration weitaus häufiger beobachtet wurde, kann hierzu ein Beispiel präsentiert werden. Abb. 4.29 zeigt ein Agglomerat aus zwei Partikeln, das aufgrund der Rotation deagglomert. Dieses Bild zeigt die Trennung zweier Glaspartikel bei einem Versuch unter Verwendung der Verengung als Einbau ($q_{V,\text{max}} = 2751\text{min}^{-1}$, $q_{V,\text{max}} = 101\text{min}^{-1}\text{s}^{-1}$, $q_{V,T} = 146,5 + -0,1\text{min}$). Das Bild wurde aus dem Video „Glas_275_10_X_Deagglomeration_Mikro“ entnommen.

Um die gezeigten Bilderinformationen statistisch auswerten zu können, wurden die einzelnen Belichtungen der Partikel soweit es möglich war charakterisiert. Nachdem hierzu alle Belichtungen eines Partikels markiert waren, beginnt der Computer und wertet diese Belichtungen nach Position, Größe und Form aus. Zudem kann dann die Geschwindigkeit zwischen den Partikeln und die Rotationsgeschwindigkeit bestimmt werden. Es wurden dabei folgende Parameter zunächst in der Dimension px bestimmt:

Position Position des Pixelschwerpunktes auf dem Bild

Fläche Anzahl der Pixel in der detektierten Partikelfläche A

Umfang Anzahl der Pixel im Umfang des detektierten Partikels U

Waddel Disk Durchmesser Äquivalenzdurchmesser eines runden Partikels mit der gleichen Fläche wie das detektierte Partikel $x_P = 2\sqrt{\frac{A}{\pi}}$ (gleiche Definition wie der benannte Äquivalenzdurchmesser x_P bezogen auf die Projektionsfläche eines Partikels, siehe Äquivalenzdurchmesser in Tabelle 3.2).

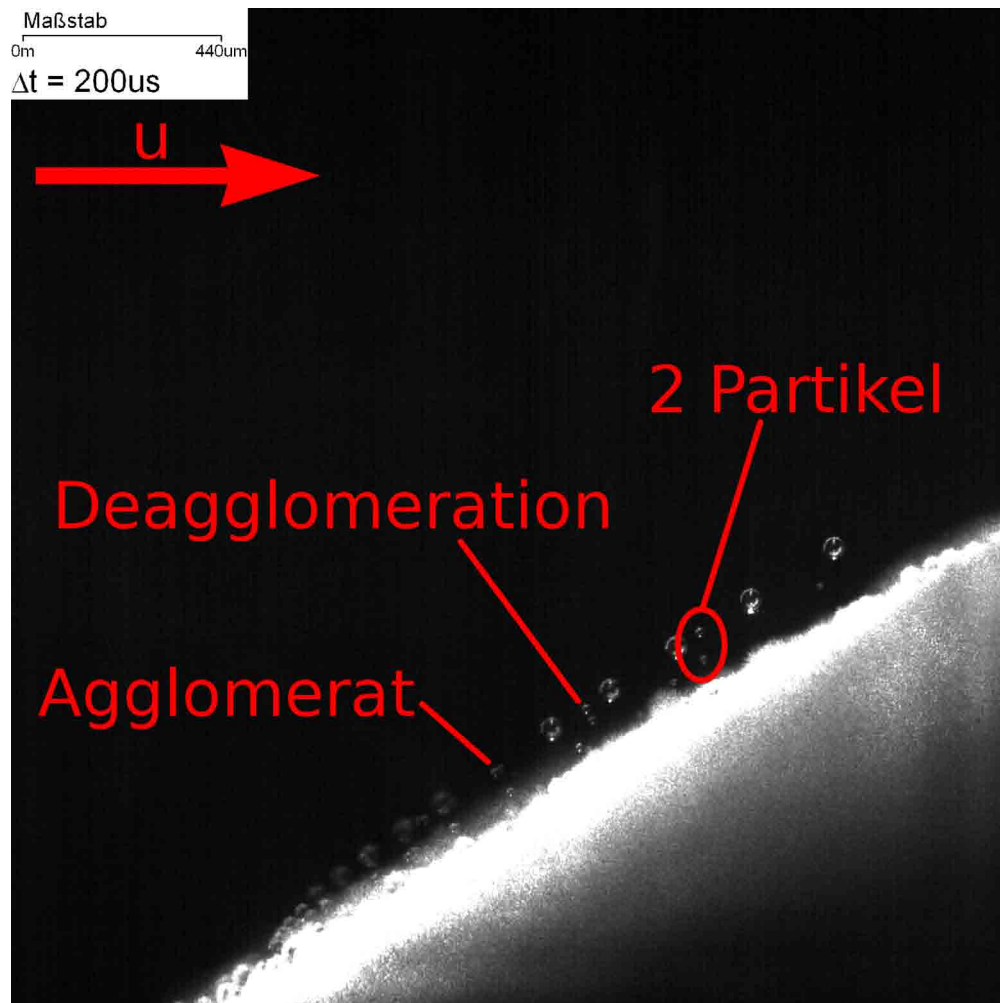


Abbildung 4.29: Deagglomeration eines Agglomerats aus zwei Glaspartikeln durch deren Rotation. Gezeigt werden die drei Schritte des rotierenden Agglomerats. Zum Ende der Mehrfachbelichtung des Bildes sind zwei getrennte Partikel zu erkennen. Die Aufnahme wurde mit dem Einbau der Verengung durchgeführt ($q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,max} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $q_{V,T} = 146,5 \pm 0,1 \text{ l min}$, Bild 1263). Der rote Pfeil zeigt die Hauptströmungsrichtung.

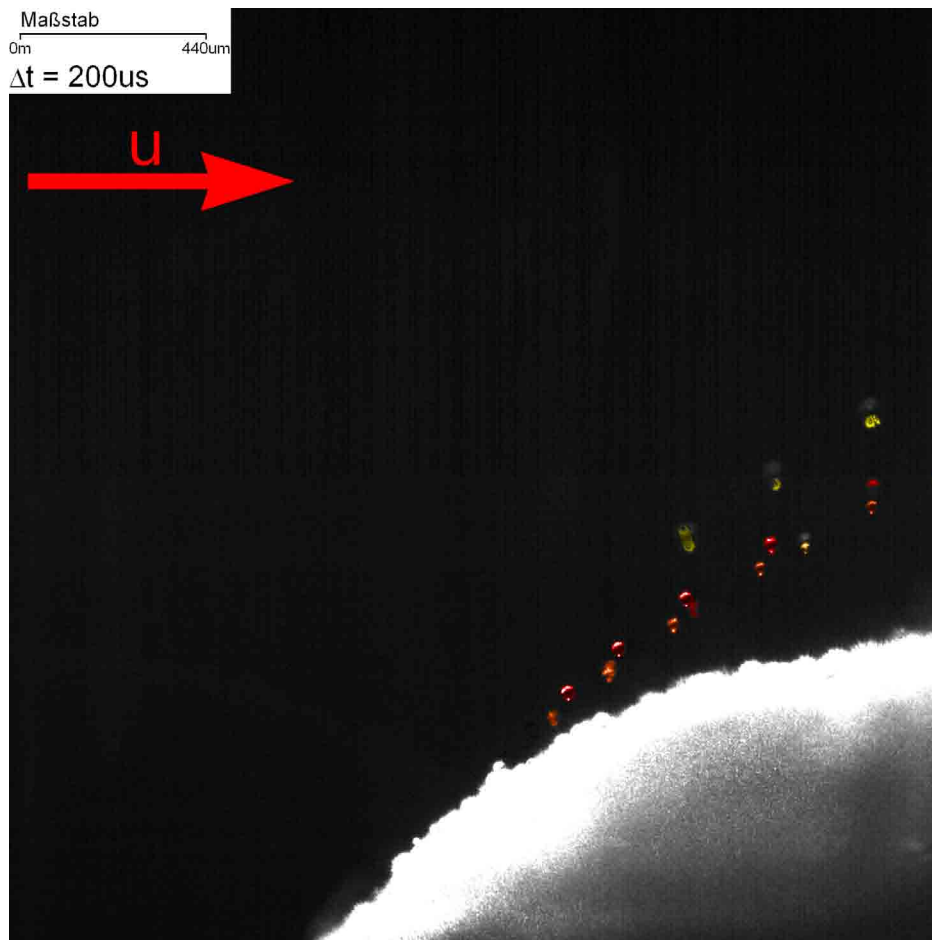


Abbildung 4.30: Nach der Zuordnung der Belichtungen zu den Partikeln (farbige Markierungen) kann der Rechner die Partikel weiter auswerten nach Position, Lage, Größe, Form, Geschwindigkeit und Rotation. Die durchgeführte Partikelerkennung hat nicht alle Partikel korrekt erkannt. So wurden bei dem grünen Partikel nur die Glanzlichter dem Partikel zugeordnet. Das orange eingefärbte Partikel wurde einmalig zu groß erkannt. Auch die Überlagerung von Partikeln führt immer wieder zu Problemen. Das Bild wurde den zuvor gezeigten Messungen des Glaspulvers ohne Einbau entnommen ($q_{V,\max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,\max} = 3,6 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $q_{V,T} = (199,3 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$, Bild 367).

Heywood Circularity Factor Ein Maß für die Zirkularität eines Partikels $Zirk = \frac{U}{2\pi x_p}$ (siehe Zirkularität in Tabelle 3.2)

Elongation Factor Maß für die Elongation eines Partikels (Ein relativer Vergleich der beiden Hauptachsen Länge und Breite, siehe Tabelle 3.2).

Orientation Die Lage der Hauptachse des detektierten Partikels auf dem Bild (kann zur Berechnung der Rotation verwendet werden).

Geschwindigkeit Berechnet sich aus dem Abstand der Belichtungen eines Partikel dividiert durch die Zeit zwischen den Belichtungen (Wiederholrate des Lasers).

Anschließend war es notwendig, die Parameter in absolute Einheiten umzurechnen, um die hier bestimmten Ergebnisse mit denen vorangegangener Versuche vergleichen zu können. Dies konnte über die verwendete Optik ($10\times$ Vergrößerung durch das Mikroskop) und die Flächengröße einer lichtempfindlichen Sensoreinheit der Kamera (Pixelgröße: $11 \mu\text{m} \times 11 \mu\text{m}$) umgerechnet werden. Nach dieser Zuordnung ergibt sich dann ein Bild, wie es Abb. 4.30 beispielhaft zeigt.

Wie dieses Bild zeigt, ist eine eindeutige Markierung der Partikel nicht immer möglich. So wurde nur ein Glanzlicht des grünen Partikels von der automatischen Partikelsuche detektiert. Hierdurch wird dieses

Partikel als zu klein detektiert. Das orangene und das rote Partikel werden an einer Position zu groß interpretiert. Solche Abweichungen können bei dieser Auswertung der Partikel nicht ausgeschlossen werden. Daher wurden von jeder Markierung der Belichtungen immer alle Daten durch den Computer gespeichert. So war es möglich, nach der Auswertung aller Bilder die Daten jeder Belichtung getrennt oder zusammen stochastisch zu berechnen.

Als Beispiel wurde dies hier für das rote Partikel in der Betrachtung unternommen. Das rote Partikel weist einen mittleren Waddel Disk Durchmesser (im Folgenden als Äquivalenzdurchmesser bezeichnet) $x_P = (35 \pm 2) \mu\text{m}$ und eine mittlere Zirkularität $Zirk = (1,07 \pm 0,04)$ auf. Die Zirkularität des eigentlich sphärischen Partikels weicht etwas ab von dem erwarteten Wert von 1 für eine runde Scheibe. Diese kleine Abweichung kann auf die schwierige Detektion durch die automatische Partikelfindung zurückgeführt werden. Eine Betrachtung der Rotation ist hier nicht sinnvoll, da bei der Auswertung eines rotationssymmetrischen Partikels keine eindeutig sinnvolle Hauptachse festgelegt werden kann. Dies ist allerdings anders für die Laktosepartikel, da diese aufgrund ihrer nicht-sphärischen Form eine immer gleiche Bestimmung der Partikelhauptachse zulassen. Die Geschwindigkeit des roten Partikels wurde hier auf eine maximale Geschwindigkeit $v = (1,4 \pm 0,2) \text{ m s}^{-1}$ berechnet, wobei das Partikel weiter beschleunigt.

Die Beschleunigung des Partikels wurde im allgemeinen nicht automatisch berechnet, da es hierfür nötig ist mehr als zwei aufeinanderfolgende Belichtungen eines Partikels markieren zu können. Jedoch war es häufig aufgrund von Überlagerungen von Belichtungen verschiedener Partikel schwierig, die Anzahl sinnvoll zu markieren und so wurde die automatische Berechnung nicht weiter verfolgt. In dem hier gezeigten Bild ist dies aber für das rote Partikel trotzdem möglich, so dass die Beschleunigung hier manuell berechnet werden konnte auf $a = (0,2 \pm 0,02) \text{ m s}^{-2}$. Dieses Verhalten wurde auch so erwartet. Denn die Aufnahme wurde gestartet bei einer Volumenströmung von $q_{V,T} = (199,3 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$. Dies entspricht einer mittleren Fluidgeschwindigkeit von $\bar{u} = (5,767 \pm 0,003) \text{ m s}^{-1}$ im Windkanal. Da die Fluidgeschwindigkeit größer ist als die Partikelgeschwindigkeit kann dadurch erklärt werden, warum das Partikel weiter beschleunigt wird. Je größer aber die Geschwindigkeit des Partikels wird, umso geringer sollte die Beschleunigung durch die Widerstandskraft der Strömung werden.

Neben dieser numerischen Bestimmung der Partikeleigenschaften wurde auch deren Verhalten kategorisiert. Um dabei dem Bildbetrachter eine möglichst einfache Auswahl zu ermöglichen, wurden hierzu 10 verschiedene, charakteristische Grunddynamiken oder Eigenschaften definiert, durch die alle Partikel- und Agglomeratbewegungen gut beschrieben werden konnten. Diese Dynamiken oder Eigenschaften wurden zum einen bei den Partikelbewegungen abgespeichert, zum anderen aber auch innerhalb eines Bildes aufsummiert. Tab. 4.6 zeigt eine Zusammenfassung dieser Kategorien.

Bei der so durchgeführten Berechnung und Zuweisung der Belichtungen eines Partikels zu den verschiedenen Eigenschaften, kam es sehr häufig zu verschiedenen Problemen, wie sie bereits zuvor besprochen wurden (Überlappung der Belichtungen des gleichen Partikels, anderer Partikel oder der Schüttung), durch die eine Markierung unmöglich wird. Wird nun aber kein Partikel in diesem Bild markiert, würde dies in der Konsequenz bedeuten, dass in diesem Bild keine Partikel gezählt werden, obwohl ein oder mehr dispergierte Partikel zu sehen waren. Daher wurde die Betrachtungssoftware so realisiert, dass die Summen der verschiedenen Eigenschaften auch ohne Markierungen von Belichtungen korrekt berechnet werden. Waren so viele Belichtungen und deren Überlagerung in einem Bild zu sehen, dass keine eindeutige Zuordnung mehr möglich war, konnte der Verarbeiter dieses Bild als problematisch markieren. Dies wurde auch gemacht, wenn eine zu große Folge an Bildern Ereignisse aufgezeigt hat, da ansonsten der Markierungsaufwand zur Verarbeitung aller einzelner Bilder im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

4.1.4.2 Statistische Auswertung der bestimmten Trajektorien

Nachdem alle in den Versuchsplänen (Abb. A.6.1) gezeigten Versuche durchgeführt waren, wurde ein Teil der aufgenommenen Videodaten nach der hier beschriebenen Methode der Bildauswertung verarbeitet. Die Daten wurden anschließend mit Programm (Mathematica 8) zusammengefasst und in einem Statistikprogramm (R, Freeware) ausgewertet. Hierzu wurde erneut eine MLR verwendet [Becker 2008; Hatzinger u. a. 2011; Fahrmeir u. a. 2009].

Zunächst wurde die Anzahl aller Bilder betrachtet, in denen ein beliebiges Ereignis aufgetreten ist. Dabei wurden auch die Bilder mitgezählt, die als problematisch markiert wurden. Dies ist somit die Anzahl aller Bilder, in denen mindestens ein Partikel gezählt wurde. Insgesamt war es möglich durch den inneren Kameraspeicher $3,154 \times 10^3$ Bilder abzuspeichern. Dies ist aber nicht immer möglich gewesen, so dass die Anzahl aller aufgenommenen Bilder noch einmal automatisch bestimmt werden musste. Um die Ergebnisse

Tabelle 4.6: Verschiedene Eigenschaften, die der Bildbetrachter auswählen konnte, um die Partikeldynamik näher charakterisieren zu können. Nach der Auswahl wurde für jedes Bild eine entsprechende Summe inkrementiert. Zudem wurden dabei aus der logischen Konsequenz die Partikel oder Agglomerat-Summe entsprechend mit erhöht. Anschließend konnten diese Summen pro Bild weiter ausgewertet werden.

Partikel:	Agglomerate:
Partikel: $S_P = S_P + 1$ Die detektierten Belichtungen gehören zu einem einzelnen Partikel. Die Summe der Partikel pro Bild S_P wird dabei um 1 erhöht.	Agglomerat: $S_A = S_A + 1$ Die detektierten Belichtungen gehören zu einem Agglomerat aus mehreren Partikeln. Die Summe der Agglomerate pro Bild S_A wird dabei um 1 erhöht.
Partikel hebt ab: $S_{PA} = S_{PA} + 1$ $S_P = S_P + 1$ Die detektierten Belichtungen gehören zu einem Partikel, das von der Schüttung dispergiert. Die Summe der dispergierten Partikel pro Bild S_{PA} und die Partikelsumme S_P wird jeweils um 1 erhöht.	Agglomerat hebt ab: $S_{AA} = S_{AA} + 1$ $S_A = S_A + 1$ Die detektierten Belichtungen gehören zu einem Agglomerat, das von der Schüttung dispergiert. Die Summe der dispergierten Partikel pro Bild S_{AA} und die Partikelsumme S_A wird jeweils um 1 erhöht.
Partikel stößt: $S_{PS} = S_{PS} + 1$ $S_P = S_P + 1$ Die detektierten Belichtungen gehören zu einem Partikel, das gerade mit einem anderen Partikel oder der Schüttung stößt. Die Summe der stoßenden Partikel pro Bild S_{PS} und die Partikelsumme S_P wird jeweils um 1 erhöht.	Agglomerat stößt: $S_{AS} = S_{AS} + 1$ $S_A = S_A + 1$ Die detektierten Belichtungen gehören zu einem Agglomerat, das gerade mit einem anderen Partikel oder der Schüttung stößt. Die Summe der stoßenden Agglomerate pro Bild S_{AS} und die Partikelsumme S_A wird jeweils um 1 erhöht.
Agglomeration: $S_{Ag} = S_{Ag} + 1$ Die detektierten Belichtungen mehrerer Partikel zeigen, dass sich aus ihnen ein neues Agglomerat gebildet hat. Die Summe der Agglomeration pro Bild S_{Ag} wird um 1 erhöht.	Deagglomeration: $S_{De} = S_{De} + 1$ Die Belichtungen eines Agglomerats zeigen, dass dieses in Einzelteile deagglomeriert. Die Summe der Agglomeration pro Bild S_{De} wird um 1 erhöht.

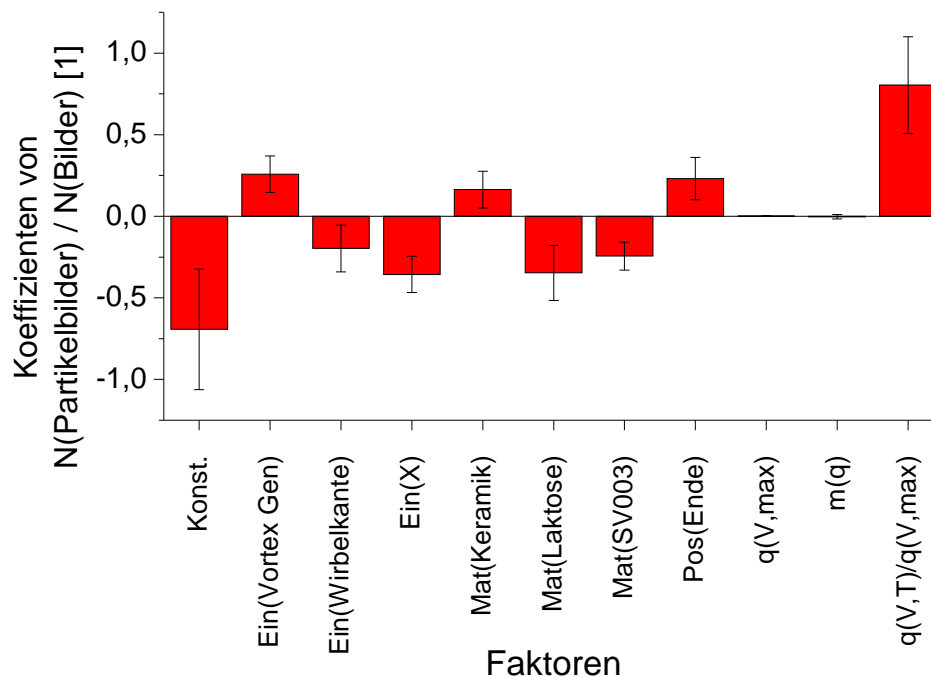


Abbildung 4.31: Koeffizientendiagramm der Anzahl von Kamerabildern, in denen Partikel beobachtet wurden, normiert auf die Gesamtanzahl aller aufgenommenen Bilder. Die Faktoren der Strömung zeigen hier nur einen geringen Einfluss. Dahingegen zeigt sich hier ein großer Einfluss der verschiedenen Einbauten. Die meisten Faktoren zeigen einen ähnlichen Einfluss, wie er auch bei den Daten des optischen Partikelzählers beobachtet wurde. Hier ist die Ausnahme das Laktose $5\mu\text{m}$ -Pulver, das hier den größten negativen Koeffizienten aufweist.

der verkürzten Bildsequenzen dann mit denen der kompletten Aufnahme vergleichen zu können, musste die Anzahl der Ereignisbilder auf die Gesamtzahl aller Bilder normiert werden. Anschließend konnte die normierte Summe in einer MLR ausgewertet werden, wozu ein Koeffizientendiagramm erstellt wurde, das in Abb. 4.31 zu sehen ist.

Zunächst wurde vermutet, dass diese Antwort von der Anzahl der dispergierten Partikel abhängt. Daher wurde der Korrelationskoeffizient berechnet zwischen den Zählraten des optischen Partikelzählers und der hier besprochenen Anzahl von Bildern mit Ereignis. Dabei wurde festgestellt, dass dieser Korrelationskoeffizient $Kor = (0,19 \pm 0,21)$ im Rahmen der Fehlerangabe keinen direkten Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen zeigt. Bei genauerer Betrachtung ist dies auch verständlich, denn die Anzahl an Bildern in denen ein Ereignis zu sehen war, ist zunächst kein direktes Maß für die Anzahl an dispergierten Partikeln. Stattdessen steht jedes Bild bedingt durch die Aufnahmedauer für ein Zeitintervall in der ein dispergiertes Partikel eine Belichtung erzeugen kann. Daher scheint es eine sinnvolle Interpretation zu sein, diese relative Anzahl an Bildern, auf denen ein Ereignis zu erkennen war, als ein Maß für die relative Zeitdauer anzusehen, in denen die Partikelbewegung beobachtet werden konnte. Genauer betrachtet steht diese Zeitdauer auch für ein Maß, das Auskunft über die Gleichmäßigkeit der Partikeldispersion während einer Aufnahme gibt. Dies kann als ein weiteres Gütekriterium der Dispersion angesehen werden.

Die Koeffizienten der verwendeten Einbauten zeigen den stärksten Einfluss auf die relative Zeitdauer. Dabei wurde zunächst das Ergebnis der Verengung als Normale gewählt und anschließend die Daten für die MLR auf diese Werte bezogen. Dabei zeigt der Vortex-Generator den größten, positiven Koeffizienten, was schließen lässt, dass sich durch die Verwendung des Vortex-Generators eine möglichst große relative Zeitdauer und damit eine große Gleichmäßigkeit in der Dispersion ergeben hat. Auch dies spricht erneut für eine sehr gute Dispersion, die vermutlich zeitlich sehr kontinuierlich ablaufen konnte. Diese Gleichmäßigkeit kann auch direkt in den Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera beobachtet werden (siehe Video „Keramik_275_10_VG_Mikro“) und wurde vermutlich durch die Reduzierung der laminaren Grenzschicht hervorgerufen.

Den größten negativen Einfluss zeigen die Messungen ohne die Verwendung eines Einbaus, gefolgt von denen mit dem Einbau einer Wirbelkante, weshalb hier die Gleichmäßigkeit geringer war. Das Partikeldispersionsverhalten scheint also nicht kontinuierlich, sondern zeitlich unterbrochen zu sein. Dies kann für die Versuche ohne einen Einbau durch die Entstehung einer Grenzschichtströmung erklärt werden. Die Ausbildung der Grenzschicht wird vermutlich immer wieder durch dispergierende Partikel kurzzeitig zerstört, so dass weitere Partikel dispergieren können oder sich eine Dispersionslawine ausbilden kann. Dagegen entsteht bei der Wirbelkante ein Wirbel, der eine zeitlich stark variierende Strömung hervorruft, durch die dann auch eine zeitlich nicht konstante Dispersion entsteht.

Auch bei der Betrachtung der Materialfaktoren zeigt sich ein weiterer interessanter Effekt, der so bei den Ergebnissen des Partikelzählers nicht beobachtet wurde. Zunächst zeigt sich bei der Betrachtung der Koeffizienten für das Keramik- und Laktosepulver SV003 ein Ergebnis wie es auch aufgrund der Partikeleigenschaften erwartet wurde. Da das verwendete Keramikpulver aufgrund seiner geringen Adhäsion, seiner sphärischen Partikelform und Rollreibungskraft bereits bei geringen Kräften dispergieren kann, ist es auch verständlich, dass dieses Pulver mit einer hohen Gleichmäßigkeit dispergiert und der Koeffizient positiv ist. Dagegen zeigt das Laktose SV003 Pulver einen negativen Peak, da hier aufgrund der Adhäsion und Partikelform die Partikel nur bei größeren Kräften dispergieren konnten. Das aber sicherlich interessanteste Ergebnis zeigt die Laktose $5\mu\text{m}$. Sie weist den größten negativen Koeffizienten aller Faktoren auf, was auf eine schlechte Dispersionsgleichmäßigkeit hindeutet. Dieses Ergebnis belegt den gegenteiligen Effekt, wie er bei der statistischen Auswertung der Ergebnisse des optischen Partikelzählers beobachtet wurde. Denn vom optischen Partikelzähler wurde eine sehr große Partikelanzahl gezählt, obwohl die zeitliche Dispersionsgleichmäßigkeit sehr schlecht ist. Dies spricht für die bereits zuvor angesprochene Beobachtung in den Videos, dass bei diesem Pulver in sehr kurzer Zeit sehr große Partikelmengen in Agglomeraten ($x_P > 200\mu\text{m}$) dispergiert sind, was innerhalb weniger Bilder zu beobachten war. Anschließend deagglomerieren sie vermutlich in der Düse des virtuellen Impaktors, so dass anschließend der optische Partikelzähler die große Anzahl einzelner Partikel zählen kann. Das Dispersionsverhalten dieser riesigen Agglomerate wird in dem Video „Laktose5um_275_10_VG_Mikro“ sehr gut gezeigt. So kann sowohl die schlechte Dispersionsgleichmäßigkeit, als auch die hohe Partikelanzahl in den Zählraten des optischen Partikelzählers erklärt werden.

Neben diesen Faktoren wurde hier zudem der Einfluss durch die Wahl der Kameraposition untersucht (siehe Kamera). Dabei werden hier Koeffizienten der Kameraposition auf der strömungsabgewandten Seite betrachtet im Vergleich zu den Ergebnissen auf der strömungszugewandten Seite. Da sich hier ein positiver Koeffizient zeigt, wurden auf der strömungsabgewandten Seite der Schüttung mehr Ereignis-Bilder gezählt. Auch dieser Sachverhalt kann logisch erklärt werden durch eine Betrachtung der Partikelbewegung. Sind Partikel auf der strömungszugewandten Seite dispergiert, so bewegen sie sich von dort mit der Strömung auf die abgewandte Seite, wo sie mit den von dort dispergierenden Partikeln mitgezählt werden. Somit werden dort nicht nur die von der Schüttung dispergierenden, sondern auch die Partikel von der strömungszugewandten Seite der Schüttung mitgezählt. Zudem kann es dort an der Schüttung zur Ausbildung eines Strömungswirbels oder einer Turbulenz kommen, durch den sich die Partikel länger innerhalb dieses Ausschnitts aufhalten würden. Eine solche verlängerte Aufenthaltsdauer bedeutet aber, dass die Partikel länger im Aufnahmebereich verweilen, so dass mehr Bilder durch ein luftgetragenes Partikel belichtet worden wären.

Den stärksten Einfluss im Koeffizientendiagramm zeigt die Volumenströmungsgeschwindigkeit $q_{V,T}$, bei der die Aufnahme des Videos gestoppt wurde. Dabei wurde zunächst die Trigger-Volumenströmung selbst getrennt analysiert. Dabei wurde bei einem Vergleich mit den durch den optischen Partikelzähler gezählten Partikeln festgestellt, dass ein Zusammenhang zwischen diesen Daten zu existieren scheint. So beträgt der Korrelationskoeffizient zwischen beiden Datensätzen $\text{Korr} = (-0,5072 \pm 0,0004)$. Bei einer genaueren Betrachtung des Faktors $q_{V,T}$ zeigt sich, dass dieser Parameter beschränkt ist durch die maximale Volumengeschwindigkeit, da kein größerer Wert als dieser eingestellt werden konnte. Daher erscheint es sinnvoll, diesen Wert einmal relativ zu $q_{V,\text{max}}$ zu betrachten. Dazu wurde der Wert $q_{V,T}/q_{V,\text{max}}$ gebildet und erneut auf Korrelation mit den Daten des optischen Partikelzählers geprüft durch Berechnen des Korrelationskoeffizienten auf $\text{Korr} = (-0,7295 \pm 0,0000)$. Da dieser Wert eindeutig größer ist, bei einer gleichzeitigen Reduzierung der Unsicherheit, kann darauf geschlossen werden, dass der eingeführte relative Parameter einen starken Zusammenhang zu den gezählten Partikeln wiedergibt. Da der Koeffizient negativ ist, wird von einer Antikorrelation ausgegangen.

Um den damit gezeigten Zusammenhang dieses Parameters im Koeffizientendiagramm erklären zu können, ist es sinnvoll, die Bedeutung des relativen Parameters zu verstehen. Der Parameter $q_{V,T}$ ist die Volumenströmung, zu der die Aufnahme der Hochgeschwindigkeitskamera gestoppt wurde. Der somit größtmög-

liche, einstellbare Wert war damit die maximale Volumenströmung des jeweiligen Versuchs im Windkanal. Diese maximale Einstellung wurde zunächst für jede Messung als Stoppwert verwendet. Anschließend wurde je nach dem Ergebnis dieser Aufnahme dieser Parameter in jeder folgenden Messung soweit reduziert, bis eine sinnvolle Partikelaufnahme möglich war. Somit stellt dieser Parameter ein ungefähres Maß dar für das Vermögen einer Versuchseinstellung, Partikel zu dispergieren. Denn dieses Vermögen bestimmt darüber, ab welcher Volumenströmung eine Aufnahme sinnvoll wird. Zusätzlich gibt dieses Dispersionsvermögen eines Versuchs aber auch die Bedingung vor, wieviele Partikel von der Schüttung dispergieren. Dadurch korreliert die vom optischen Partikelzähler erfasste Partikelanzahl mit diesem Parameter $q_{V,T}$. Somit ist es auch möglich, über diese Betrachtung des Dispersionsvermögens darauf zu schließen, dass dieser Parameter ein gegenläufiges Maß zur Anzahl an dispergierten Partikeln ist. Da der Wert $q_{V,T}$ niemals größer als die eingestellte maximale Volumenströmung werden kann, ist eine relative Betrachtung der Volumenströmungen notwendig, da diese diese Begrenzung erfasst und damit eine logische Auswertung ermöglicht. Der relative Parameter kann damit für eine beliebige maximale Volumenströmung niemals größer als eins werden.

Zum einen kann der Parameter hier als Maß für die Anzahl der dispergierten Partikel verwendet und somit als Antwort des Systems verstanden werden. Zum anderen bleibt der Parameter eine Einstellung und damit ein Faktor des Systems, der eine Auskunft über den Stoppzeitpunkt des Systems gibt. Dies zeigt sich in Abb. 4.31, da hier der relative Koeffizient einen positiven Wert aufzeigt. Hieraus kann geschlossen werden, dass je später die Kameraaufnahme gestoppt wurde, desto größer wird die Anzahl an Partikelbildern und desto gleichmäßiger wird die Partikeldispersion. Durch ein späteres Stoppen wird der Unterschied zur maximalen Volumenströmung kleiner. Durch die höhere Volumenströmung zum Stoppzeitpunkt der Kameraaufnahme, ist die Kraft auf die Partikel größer. Zudem ist zu erwarten, dass bei einer größeren Volumenströmung die Ausbildung einer Grenzschicht durch kleinere Störungen in der Strömung selbst stärker und dadurch auch auf längere Dauer gestört werden kann.

Um auch diesen Faktor als Antwort des Systems betrachten zu können, wurde an diesem Wert eine MLR durchgeführt und deren Ergebniss in Abb. A.44 dargestellt. Bei der nun folgenden Betrachtung und Erklärung der gezeigten Effekte ist es wichtig zu berücksichtigen, dass der hier gezeigte Parameter einen negativen Korrelationskoeffizienten zum Dispersionsvermögen und damit zur gezählten Partikelanzahl aufzeigt. Dies bedeutet dann, dass eine kleinere Anzahl ein besseres Dispersionsvermögen und damit eine größere Anzahl von dispergierten Partikeln vorhersagen würde. Denn ein verbessertes Dispersionsvermögen würde mehr Partikel erzeugen, die dann eine Bildbetrachtung unmöglich machen, so dass der Triggerzeitpunkt zu geringeren Volumenströmungen verschoben werden muss, bei dem eine geringere Partikeldispersion erwartet wurde. Daher ist diese Einstellung nicht nur ein Parameter des Experiments sondern zugleich auch eine Antwort.

Zunächst zeigt sich bedingt durch die große Korrelation mit den Daten des optischen Partikelzählers ein ähnliches Ergebnis wie bei der statistischen Auswertung dieser Ergebnisse. Bei den bereits bekannten, starken Einflüssen durch die Wahl des Einbaus, zeigt sich, dass die Wirbelkante das schlechteste und der Vortex-Generator das beste Dispersionsvermögen hat. Die Laktose $5\mu\text{m}$ zeigt einen eindeutig negativen Koeffizienten und scheint damit ein gutes Dispersionsvermögen aufzuweisen. Dies wurde aufgrund der großen Adhäsionskräfte nicht erwartet und auch bei der Betrachtung der Bildanzahl mit Ereignissen wurde dies so nicht beobachtet. Hierfür könnten zwei Effekte eine Rolle spielen. Zum einen weist die Laktose eine sehr geringe Dichte und somit relativ leichte Partikel auf. Zudem bildet die Laktose aufgrund ihrer großen Adhäsion große Agglomerate, die aufgrund ihrer Porosität eine noch geringere Dichte haben und eine große Partikelfläche für die Strömung aufweisen, an der die Widerstandskraft umso stärker wirken kann. Dadurch können große Agglomerate bei relativ kleinen Strömungen dispergieren. Da jedoch die Agglomerate innerhalb nur weniger Bilder dispergieren, kann sich somit eine schlechtere Gleichmäßigkeit der Dispersion zeigen, was die reduzierte Bilderanzahl mit Ereignissen erklären würde. Eine andere Erklärung für diesen Koeffizienten könnte sein, dass die statistische Aussage aufgrund der geringeren Anzahl an Versuchen dieser Antwort nicht eindeutig ist.

Ein weiterer Effekt, der im Rahmen der angegebenen Fehler der Koeffizienten nicht verschwindet, zeigt die maximale Volumenströmung $q_{V,\text{max}}$. Der Koeffizient weist einen negativen Wert von $(-21 \pm 4) \times 10^{-4}$ auf und ist in der Abbildung nicht zu erkennen. Trotzdem ist der Einfluss durch diesen Faktor eindeutig und, wie bereits angesprochen, erklärbar. Durch die Erhöhung der maximalen Volumenströmung erhöhen sich die Strömungskräfte auf die Partikel. Dadurch dispergieren mehr Partikel von der Schüttung, so dass die Trigger-Volumenströmung herabgesetzt werden muss. Hierdurch ergibt sich dann ein negativer Koeffizient.

Anschließend wurde an dieser Stelle die Anzahl aller Bilder ausgewertet, die ein problematisches Ereignis zeigen. Dabei handelt es sich um Bilder, in denen so viele Belichtungen zu sehen waren, dass es zu

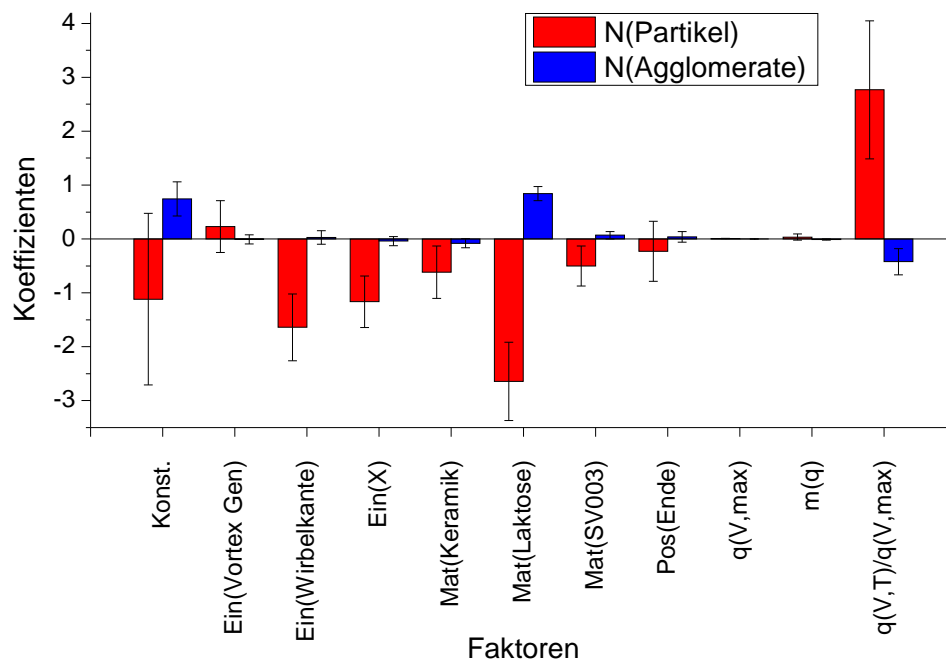


Abbildung 4.32: Koeffizientendiagramm der in den Bildern gezählten Partikel (rote Balken) und Agglomerate (blaue Balken). Durch die Darstellung eines gemeinsamen Koeffizientendiagramms können die beiden Antworten in Abhängigkeit der verschiedenen Faktoren (Einbauten (Ein), Materialien (Mat), Kameraposition (Pos), maximale Volumenströmung $q_{V,max}$, Steigung der Volumenströmung m_q und dem Volumenstrom zum Triggerzeitpunkt $q_{V,T}$) besser miteinander verglichen werden.

einer Überlagerung der Belichtungen gekommen ist. Das Ergebnis der Auswertung ist in Abb. A.45 zu sehen. Ein Vergleich dieses Diagramms mit dem Koeffizientendiagramm der Anzahl von Ereignis-Bildern (siehe Abb. 4.31) zeigt viele Übereinstimmungen zwischen den beiden Diagrammen. Da auch die Bildanzahl ein Maß für die zeitliche Dauer der Dispersion und damit für die Gleichmäßigkeit der Dispersion ist, kann diese Übereinstimmung erklärt werden. Insgesamt wurden im Durchschnitt aller Experimente $(0,2 \pm 0,3)$ Bilder als problematisch markiert. Dagegen $(0,26 \pm 0,32)$ Bilder mit einem Ergebnis. Daher kann davon ausgegangen werden, dass ungefähr zu gleichen Teilen auf den Bildern Partikel zu erkennen sind oder es zu einer Überlagerung gekommen ist. Daher ist es nun möglich, auch die charakterisierten Partikelbewegungen zu betrachten.

Zunächst wurden Partikel und Agglomerate als solche in den Bildern markiert. Hierdurch konnten Partikel und Agglomerate getrennt voneinander gezählt werden. Anschließend wurden über beide Antworten jeweils eine MLR durchgeführt und das Ergebnis beider Regressionen zur besseren Vergleichbarkeit in einem Diagramm in Abb. 4.32 dargestellt.

Bei einer Betrachtung dieses Diagramms fällt zunächst auf, dass die Koeffizienten der Partikelanzahl im Bereich der Einbauten zunächst sehr ähnliche relative Balkenhöhen aufweisen, wie das zuvor gezeigte Diagramm der Bildanzahl von Ereignissen. Da hier der Koeffizient der Wirbelkante den größten negativen Balken zeigt, wurden vermutlich die wenigsten Partikel gezählt. Dabei wurde erwartet, dass der Balken einen größeren Koeffizienten anzeigt. Denn durch die Verwirbelung an der Wirbelkante entstehen Wirbelvektoren, die senkrecht zur Kamera ausgerichtet sind. Dadurch werden die deagglomerierten Partikel eine längere Zeit im Kamerabild festgehalten. Hierdurch sollte dann eine erhöhte Anzahl von Partikeln festgestellt werden. Dies wird aber durch das Balkendiagramm nicht wiedergegeben, so dass es vermutlich zu einer höheren Anzahl von problematisch markierten Bildern gekommen ist. In diesen wurde keine Auswertung der einzelnen Partikel vorgenommen, da die Belichtungen der Partikel nicht mehr gut voneinander zu trennen waren.

Bei den Koeffizienten der Materialien zeigen sich erste Unterschiede in der Dispergierung von Agglomeraten und Partikeln. Dieser Unterschied ist eindeutig beim Balken der Laktose $5\mu m$ zu erkennen, da hier

wenige Partikel gezählt wurden. Stattdessen ist der Balken der Agglomeratenanzahl bei diesem untersuchten Pulver eindeutig positiv. Dies bestätigt noch einmal die Annahme, dass sich bei diesem Pulver aufgrund der großen Adhäsionskräfte und den geringen Partikeldurchmessern große Agglomerate ausgebildet haben. Es sind somit nur wenige oder sogar keine einzelnen Partikel dispergiert. Dies kann auch im Video mit dem Namen „Laktose5um_275_10_VG_Mikro“ direkt beobachtet werden.

Alle weiteren Materialien zeigen keine besondere Auffälligkeit. Dies bedeutet aber, dass bei den Messungen mit dem Pulver der Laktose SV003 keine statistisch signifikante Anzahl an Agglomeraten gezählt wurde. Da aber zwei Laktose-Pulver vermessen wurden, wurde erwartet, dass sich in beiden Pulvern ähnliche Adhäsionskräfte ausbilden können, so dass beide Pulver gleichermaßen zur Bildung von Agglomeraten tendieren sollten. Da dies nicht beobachtet wurde, müssen weitere Aspekte eine Rolle spielen und es ist sinnvoll die Unterschiede zwischen beiden Pulvern zu extrahieren. Eine Betrachtung von Tab. 3.1 zeigt, dass der größte Unterschied zwischen beiden Pulvern die Partikelgröße ist. Die Partikelgröße beeinflusst die Adhäsionskraft zwischen den Partikeln, wie dies in Abb. 2.14b für alle Adhäsionskräfte gezeigt wird. Dabei zeigt dieses Diagramm jedoch auch, dass die Adhäsionskraft für die entscheidenden Kräfte (van-der-Waals-Kräfte und Kapillarkräfte) eher mit kleiner werdendem Partikeldurchmesser abnimmt. Dies würde aber bedeuten, dass im Fall der Laktose $5\mu\text{m}$ eigentlich weniger Agglomerate dispergiert sein müssten. Eine mögliche Ursache zeigt aber das Diagramm, denn ab einem Größenbereich von $x = 50\mu\text{m}$ spielt die Gewichtskraft der schwerer werdenden Partikel eine Rolle. Wird diese Gewichtskraft größer als die Adhäsionskraft der Partikel, kann sie zur Deagglomeration noch während der Dispersion von Partikeln führen, da sie einzelne Partikel dazu bewegt, in der Schüttung zu verbleiben. Da das Diagramm diesen Sachverhalt über eine logarithmische Skala darstellt, ist der Unterschied nicht eindeutig zu erkennen. Betrachtet man hingegen die Adhäsionskräfte (siehe Gln. 2.62 und 2.63), so sind diese Kräfte $F_A \propto r$. Dagegen skaliert die Gewichtskraft über das Volumen der Partikel mit $F_G \propto r^3$, so dass diese Kraft um ein Vielfaches stärker zunimmt als die Adhäsionskraft. Die Partikel dispergieren bereits aufgrund ihrer Gewichtskraft oder aufgrund ihrer Trägheit bei den Stößen auf der Schüttung.

Neben den Unterschieden im Bereich der Materialien zeigt das Koeffizientendiagramm aus Abb. 4.32 noch einen Unterschied der beiden gezählten Partikel- und Agglomeratenanzahlen bei dem relativen Parameter des Triggerzeitpunktes der Hochgeschwindigkeitskamera, der, wie zuvor erklärt, auch als ein Maß für die Partikelanzahl gesehen werden kann. Zunächst zeigt sich hier für die beobachtete Partikelanzahl ein positiver Balken. Die Partikelanzahl nimmt also zu, je größer die Volumenströmung zum Triggerzeitpunkt gewählt wurde. Dieser Effekt wurde bereits zuvor beobachtet und zeigt, dass bei höheren Volumenströmungen aufgrund der größeren Strömungswiderstandskräfte auch mehr Partikel von der Schüttung dispergieren können. Dagegen zeigt die Anzahl an Agglomeraten einen negativen Balken, der so nicht zu erwarten war. Denn dies bedeutet, dass durch eine höhere Volumenströmung bei einem anderen Beobachtungszeitpunkt die Anzahl an Agglomeraten reduziert wurde. Dabei wurde zunächst erwartet, dass durch eine höhere Strömungsgeschwindigkeit im Windkanal auch größere Widerstandskräfte auf die Agglomerate wirken und diese somit stärker dispergieren. Da hier jedoch eine reduzierte Dispersion festgestellt wurde, kann davon ausgegangen werden, dass die Agglomerate vielleicht schon auf der Schüttung während der Dispersion durch die höhere Widerstandskraft deagglomert sind. Dadurch würde sich dann die Agglomeratenanzahl reduzieren, während sich die Partikelanzahl erhöht, so dass der negative Balken erklärt werden kann.

Neben der eigentlichen Partikel- und Agglomeratenanzahl wurde auch die Anzahl der in den Aufnahmen beobachtbaren Dispersionen von Partikeln und Agglomeraten gezählt. Deren Daten werden in einem Koeffizientendiagramm aufbereitet, wie es in Abb. A.46 zu sehen ist. Ein Vergleich mit dem zuvor gezeigten Diagramm der einfachen Partikel- und Agglomeratenanzahl zeigt für die meisten Koeffizienten keine Unterschiede, so dass aus dieser Betrachtung nur wenige Erkenntnisse gewonnen werden können. So zeigt sich auch in diesem Diagramm der dispergierenden Partikel und Agglomerate, dass bei den Versuchen mit der Laktose $5\mu\text{m}$ eine größere Anzahl von Agglomeraten dispergiert sein muss und dafür weniger bis gar keine einzelnen Partikel.

Bei der weiteren Betrachtung fällt ein Balken auf, der eine interessante Abweichung zu den zuvor gezeigten Abb. zeigt. Es handelt sich dabei um den Koeffizienten der Kameraposition. Während dieser bei den meisten Betrachtungen innerhalb der angegebenen Fehler verschwindet, zeigt er einen negativen Wert für die Kameraposition „Ende“. Dies bedeutet, dass auf der strömungsabgewandten Seite weniger Partikel bei der Dispersion von der Schüttung beobachtet wurden, als auf der zugewandten Seite. Die Ursache dieser Änderung der reduzierten Dispersion auf der strömungsabgewandten Seite der Schüttung kann erklärt werden durch das Verhalten der Strömung auf dieser Schüttungsseite. Auf der strömungsabgewandten Seite der Schüttung kommt es, wie bereits zuvor angesprochen, aufgrund der Umströmung der Schüttung zur

Ausbildung eines Gebietes mit einer geringeren Strömungsgeschwindigkeit. Dort kann sich die Strömung ablösen. Dies reduziert die Strömungsgeschwindigkeit auf der Oberfläche der Schüttung, so dass geringere Strömungskräfte auf die Partikel wirken.

Außerdem wurde auch die Anzahl der stoßenden Partikel und Agglomerate bestimmt. Dabei wurden sowohl direkte Partikel/Partikel-Stöße von luftgetragenen Partikeln, als auch Stöße von einem luftgetragenen Partikel mit den noch in der Schüttung verbliebenen Partikeln beobachtet. Der dabei größte Anteil an Stößen wurde sicherlich durch die zuletzt genannten Stöße der Partikel mit den Partikeln in der Schüttung hervorgerufen. Bei der Auswertung der Anzahl an stoßenden Agglomeraten hat sich gezeigt, dass nur sehr wenige Stöße überhaupt gezählt wurden, so dass eine Auswertung über eine MLR nicht möglich war. So wurden hier im Durchschnitt über alle Experimente nur $(9,3 \pm 28,2) \times 10^{-4}$ stoßende Agglomerate gezählt. Abb. A.47 zeigt das Koeffizientendiagramm der Anzahl stoßender Agglomerate.

Hierbei fällt bereits auf den ersten Blick auf, dass nur drei Faktoren die Anzahl stoßender Partikel positiv beeinflusst haben. Dabei sind hauptsächlich nur zwei Faktoren für das weitere Verständnis der Dispersion von Interesse. Hierzu gehört zum einen der Einbau der Wirbelkante. An diesem Einbau kommt es an einer Kante zu einem Strömungsabriss, durch den die Strömung einen Wirbel erzeugt. Dessen Wirbelvektor steht senkrecht zur Strömungsrichtung der Luft und ist parallel zur Beobachtungsrichtung der Hochgeschwindigkeitskamera, so dass die Wirbelbewegung aufgrund der sich in dem Wirbel bewegenden Partikel beobachtet werden konnte. Durch diesen Wirbel ändert sich die Strömungsrichtung. Dabei kann es vorkommen, dass die Strömung auch auf die Schüttung zeigt. In einem solchen Fall würden die Partikel durch die Widerstandskraft dieser Strömung folgen und sich damit auch in Richtung der Schüttung bewegen. Dabei können sie aufgrund ihrer Trägheit nicht so schnell einer Richtungsänderung der Strömung auf der Oberfläche der Schüttung folgen, so dass es dabei zu einem Stoß der Partikel mit der Oberfläche der Schüttung kommen kann. Dadurch entsteht gerade unter Verwendung der Wirbelkante als Einbau eine erhöhte Anzahl an Stößen der Partikel mit der Schüttung und somit vielleicht eine reduzierte Partikelanzahl in den Messdaten des optischen Partikelzählers. Diese Stoßbewegung durch eine Wirbelkante kann im Video „10_Glas_275_10_Wirbel_Mikro“ beobachtet werden.

Einen weiteren interessanten Effekt zeigt der Koeffizient der Kameraposition, der beweist, dass auf der strömungsabgewandten Seite der Schüttung eine erhöhte Anzahl an stoßenden Partikeln registriert wurde. Wie bereits zuvor angesprochen, kommt es auf dieser Seite der Schüttung aufgrund ihrer Umströmung vermutlich zu einem Strömungsabriss, durch den eine Verwirbelung der Strömung entstehen kann. In diesem Wirbel können sich die Partikel zeitweise gegen die Hauptströmung bewegen, wodurch sie dann mit der Schüttung stoßen können. Bei diesen Stößen können weitere Partikel aus der Schüttung dispergiert werden. Jedoch wurde dieser Effekt nur relativ selten beobachtet, da die kinetische Energie der Partikel immer relativ gering war, so dass eine höhere Impulsübertragung nicht möglich war. Zudem war der Impuls der stoßenden Partikel häufig so gering, dass die Partikel durch die Energiedissipation und die Adhäsionskräfte auf der Schüttung verblieben sind. Zudem zeigt sich hier ein Einfluss durch die Volumenströmung zum Startzeitpunkt, der auch erwartet wurde. Denn durch die Vergrößerung der Volumenströmung zum Beobachtungszeitpunkt der Aufnahme erhöht sich die Fluid- und damit auch die Partikelgeschwindigkeit in den Wirbeln. Durch diese höhere Geschwindigkeit können aber die Partikel aufgrund ihrer Trägheit noch schlechter der Strömung auf der Oberfläche der Schüttung folgen und impaktieren dadurch noch mehr mit der Schüttung.

Außerdem wurden die Partikel durch den Beobachter markiert, so dass es möglich war, Informationen über die Partikeleigenschaften zu sammeln. Hierzu gehört unter anderem auch der Waddeldurchmesser, der analog zu dem zuvor verwendeten Äquivalenzdurchmesser bestimmt wird. Dieser Äquivalenzdurchmesser ist definiert als der Durchmesser, den ein Kreis mit einer äquivalenten Projektionsfläche hätte. Allerdings darf der so bestimmte Partikeldurchmesser nicht als absolute Größe betrachtet werden. Denn durch die zur Beobachtungsrichtung senkrechte Beleuchtung der Partikel ist es nicht möglich eine eindeutige Projektionsfläche zu bestimmen. Ein typisches Beispiel ist hier das Glaspulver, bei dem für jede Partikelbelichtung nur zwei Glanzpunkte durch den Bildbetrachter markiert werden konnten. Hierdurch wird die markierte Fläche der Partikel und damit auch deren Durchmesser viel kleiner bestimmt als er real ist. Zudem konnten durch den Betrachter nur die Partikelflächen markiert werden, die zuvor von der automatischen Partikelsuche als solche gefunden wurden. Da diese Problematik aber für alle Partikel eines Materials gleichermaßen auftreten sollte, können die Ergebnisse dieser Betrachtung relativ zueinander ausgewertet werden. Dies wurde durch eine MLR gewährleistet, bei der die maximalen, minimalen und mittleren Durchmesser der verschiedenen Belichtungen betrachtet wurden. Dabei hat sich gezeigt, dass für die mittleren Durchmesser die Effekte am besten sichtbar wurden, weshalb hier nur die mittlere Partikelanzahl in Abb. A.48 betrachtet wird.

In diesem Diagramm zeigt sich zunächst, wie erwartet, eine starke Abhängigkeit des Partikeldurchmessers von den verschiedenen Materialien. Allerdings ist eine Betrachtung der Durchmesser in Abhängigkeit der verschiedenen Materialien aufgrund der zuvor angedeuteten Problematik nicht möglich, so dass dem hier gezeigten Ergebnis nicht vertraut werden kann. Neben diesem Ergebnis zeigt sich eine weitere interessante Abhängigkeit des mittleren Partikeldurchmessers von der Kameraposition. Hier zeigt sich ein negativer Koeffizient, der darauf schließen lässt, dass auf der strömungsabgewandten Seite der Schüttung der mittlere Partikeldurchmesser kleiner wird. Es kommt also vermutlich zu einer Verschiebung der Partikeldurchmesser, indem weniger große Partikel beobachtet wurden. Hierfür sind zwei Ursachen möglich. Zum einen kommt es auf der strömungsabgewandten Seite aufgrund der laminaren Umströmung zu einer reduzierten Fluidgeschwindigkeit in der Nähe der Schüttung. Durch diese geringere Geschwindigkeit wirkt eine reduzierte Kraft auf die Partikel, bei der nur kleinere Partikel von der Schüttung dispergieren können, da auf die größeren Partikel aufgrund ihrer höheren Masse eine größere Gewichtskraft wirkt. Zum anderen kommt es auf dieser Seite der Schüttung zu einem Strömungsabriss, durch den es zur Verwirbelung der Luftbewegung kommen kann. Die größeren Partikel können aufgrund ihrer Trägheit der Rotationsbewegung der Wirbel nicht folgen und nur die kleineren Partikel bewegen sich mit der Strömung in das Gebiet hinter der Schüttung. Dadurch bewegen sich diese zeitweise gegen die Hauptströmungsrichtung im Windkanal und erhöhen dadurch ihre Aufenthaltsdauer im Kamerabild und damit auch die Bilderanzahl, in denen sie zu beobachten sind. Deshalb wird ein solches Partikel vermutlich öfter gezählt als ein größeres Partikel, das dieser Wirbelströmung nicht folgen kann.

Neben den Partikeldurchmessern wurden auch deren Formparameter, wie die Zirkularität und die Elongation untersucht. Bei der folgenden Auswertung über die MLR hat sich jedoch gezeigt, dass kein eindeutiger Effekt zwischen den verschiedenen Materialien beobachtet werden konnte, obwohl dieser aufgrund der verschiedenen Formen und der Mikroskopauswertung (siehe Kap. 4.1.1) zu erwarten gewesen wäre. Dies kann vermutlich auf zwei kritische Punkte bei der Betrachtung der Bilder zurückgeführt werden. Zum einen besitzt das Mikroskop zur Aufnahme eine beschränkte Schärfentiefe. Da die Fokussierung des Lasers durch die gewählte Linsenkonstruktion nur bis zu einer bestimmten Breite möglich ist, die größer ist als die Schärfentiefe des Mikroskops, werden auch Partikel durch den Laser belichtet, die außerhalb des Schärfebereichs der Mikroskoptik liegen. Hierdurch werden auch unscharfe Belichtungen der Partikel aufgenommen, die nicht von den scharfen Belichtungen abgetrennt werden können. Da diese unscharfen Belichtungen dann immer eine kreisförmige Fläche aufweisen, verändert dies die Auswertung der Formparameter. Ein weiterer Grund ist die automatische Erkennung der Partikelpixel und damit der Partikelfläche bei der Vorauswertung der Partikelbilder. Zum einen werden durch die Wahl der Belichtung die Partikel nicht gleichmäßig beleuchtet, so dass Glanzlichter oder eine ungleichförmige Ausleuchtung der Partikel entstehen können. Sucht das genannte Programm zur Vorauswertung die Partikelpixel, kann es die eigentliche Partikelprojektionsfläche nicht wiederfinden. Ohne die eindeutige Wiederfindung der Partikelfläche ist auch eine Bestimmung der Formparameter nicht möglich. Daher wurden hierzu keine weiteren Auswertungen vorgenommen.

Auch für den Parameter der Partikelrotation oder der Winkelgeschwindigkeit wurde zunächst eine MLR zur Auswertung untersucht. Allerdings ergab sich auch hier das bereits zuvor genannte Problem, dass diese Systemantworten nicht eindeutig ausgewertet werden konnten. Dies könnte auch hier an der problematischen Detektion der Partikelfläche durch die schlechtere Beleuchtung und der Partikelunschärfe gelegen haben. Zudem wurde die Rotation hier unter Verwendung des Lagewinkels der Hauptachse der Partikel berechnet. Dabei ist die Definition der Hauptachse auch nicht eindeutig festgelegt, so dass die Hauptachse eines Partikels aus zwei Richtungen bestimmt werden kann. Hierdurch kann es dann zu einem Sprung des Detektionswinkels um den Wert π kommen. Wird nun die Änderung dieses Winkels zur Bestimmung der Winkelgeschwindigkeit der Partikel zwischen den Belichtungen berechnet, so erzeugt der Sprung einen fehlerhaften Wert, der die statistische Auswertung unmöglich macht. Daher ist die hier verwendete Bestimmung der Orientierung der Hauptachse sicher eine relativ einfache, aber nicht sinnvolle Methode zur Untersuchung der Partikelrotation. Hier ist es vielleicht sinnvoll die tatsächliche Partikelrotation durch einen Algorithmus zu lösen, der die Belichtungen so gegeneinander rotieren lässt, bis sie deckungsgleich sind. Hier sind weitere Arbeiten an der Partikelanalyse notwendig.

Zuletzt lässt sich anhand der Belichtung der Partikel auch theoretisch deren Geschwindigkeit und Beschleunigung berechnen. Da allerdings für eine korrekte Bestimmung der Beschleunigung mindestens drei Belichtungen gut zu erkennen sein müssen und in der statistischen Auswertung fehlerhafte Beschleunigungen ein Problem erzeugen können, wurde diese Größe im Rahmen dieser Arbeit nicht näher analysiert. Stattdessen wurde hier die Geschwindigkeit der Partikel näher untersucht. Da nun die Beschleunigung der Partikel aufgrund der Widerstandskraft der Strömung erzeugt wird, ist sie örtlich und zeitlich von der Positi-

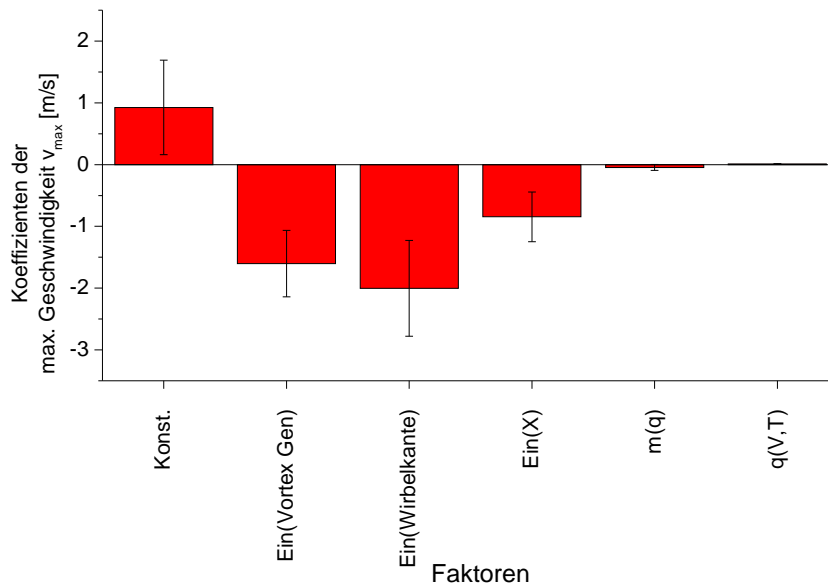


Abbildung 4.33: Reduziertes Koeffizientendiagramm der maximalen Partikelgeschwindigkeit in Abhängigkeit der verwendeten Einbauten (Ein), der Steigung der Volumenströmung m_q und der Volumenströmung zum Triggerzeitpunkt $q_{V,T}$. Bei diesen Betrachtungen wurden nur die Ergebnisse der Versuche mit Glaspulver untersucht. Es zeigt sich ein direkter Einfluss der verschiedenen Einbauten auf die Partikelgeschwindigkeit. In diesem Diagramm ist nicht zu erkennen, dass der Balken des Faktors $q_{V,T}$ mit $(0,011 \pm 0,006)$ einen eindeutigen Einfluss hat.

on der Partikel abhängig. Die Geschwindigkeit der Partikel wird aber erst durch die auf die Partikel wirkende Beschleunigung erzeugt, so dass auch die Geschwindigkeit eine örtliche und zeitliche Abhängigkeit zeigt. Hierdurch müsste eine örtliche und zeitliche Abhängigkeit der untersuchten Geschwindigkeit in der MLR mitberücksichtigt werden. Zudem ist die Anfangsbedingung für alle Partikel unterschiedlich, da alle Partikel zu Beginn an verschiedenen Startposition liegen, so dass auch dies in der statistischen Analyse untersucht werden müsste. Da aber innerhalb eines bestimmten zeitlichen und örtlichen Intervalls nur eine geringe Menge an Partikeln bearbeitet wurde, die auch noch ähnliche Startbedingungen aufweisen, ist es an dieser Stelle nicht möglich eine solche detaillierte Auswertung zu unternehmen. Trotzdem kann es sinnvoll sein, nur eine statistische Betrachtung der Geschwindigkeit zu unternehmen.

So kann die maximale Geschwindigkeit betrachtet werden, die in jedem Experiment aufgetreten ist. Hierzu wurde ein Programm verwendet, das in jedem Experiment für alle untersuchten Partikel die maximal auftretende Geschwindigkeit sucht. Diese Geschwindigkeiten wurden dann über die MLR auf Abhängigkeiten der Faktoren untersucht. Dabei wurde der Einfluss der Volumenströmung zur Triggerzeit untersucht, da die Volumenströmung zu diesem Zeitpunkt proportional zur Fluidgeschwindigkeit im Kanal ist und damit direkt die Beschleunigung, sowie die Geschwindigkeit Partikel beeinflusst. Außerdem wurde hier erwartet, dass ein statistisch eindeutiger Koeffizient bestimmt werden kann.

Nach der Durchführung der statistischen Auswertung konnte ein Koeffizientendiagramm erzeugt werden, das in Abb. A.49 zu sehen ist. In diesem Diagramm konnte kein eindeutiger Einfluss der Faktors $q_{V,T}$ festgestellt werden. Stattdessen wurde eine starke Abhängigkeit von den verwendeten Einbauten beobachtet. Da das Diagramm sehr große Fehlerbalken für die Koeffizienten der verschiedenen Materialien zeigt, kann davon ausgegangen werden, dass innerhalb dieses Parameters eine große stochastische Schwankung zu herrschen scheint und dadurch das Ergebnis der MLR verschlechtert wird. Daher wurde anschließend die gleiche Auswertung nur für die Experimente mit Glaspulver wiederholt. Dabei wurde zudem die Betrachtung der Koeffizienten der Kameraposition und der maximalen Volumenströmung nicht weiter untersucht, da kein theoretischer Einfluss auf die Partikelgeschwindigkeit erwartet wurde. Durch diese Betrachtung ergab sich das Ergebnis in Abb. 4.33.

In diesem Diagramm sticht erneut der Einfluss der verschiedenen Einbauten auf die maximale Partikelgeschwindigkeit heraus. Dabei zeigen die Einbauten einen negativen Koeffizienten. Hieraus kann abge-

leitet werden, dass bei der Verwendung der Verengung als Einbau im Windkanal die größten maximalen Partikelgeschwindigkeiten zu beobachten waren. Dieses Ergebnis würde dann vollkommen dem erwarteten Einfluss dieses Einbaus entsprechen. Durch die Verengung im Windkanal reduziert sich der Querschnitt des Windkanals, so dass bei gleicher Volumenströmung durch die Querschnittsverengung eine höhere Strömungsgeschwindigkeit entsteht. Die größere Strömungsgeschwindigkeit erzeugt nach Gl. 2.64 eine größere Strömungswiderstandskraft, so dass die Partikel stärker beschleunigt werden und damit größere Geschwindigkeiten erreichen. Die größte maximale Geschwindigkeit, die bei diesen Experimenten mit Verengung aufgetreten sind, wurde auf $v_{\max} = (2,6 \pm 0,7) \text{ m s}^{-1}$ bestimmt. Den geringsten Koeffizienten und damit auch die geringste maximale Geschwindigkeit zeigt hier der Einbau der Wirbelkante. Durch den Einbau der Wirbelkante entstehen Verwirbelungen der Strömungen, die das Ausbilden einer laminaren Grenzschicht auf der Schüttung reduzieren, so dass die Strömungsgeschwindigkeit auf der Oberfläche der Schüttung zunimmt. Dagegen reduziert sich aber die Strömungsgeschwindigkeit in den Bereichen der Wirbel, so dass hier Partikel eine reduzierte Beschleunigung erfahren würden. Zudem zeigt der theoretische Wirbelvektor senkrecht zur Strömungsrichtung im Windkanal, so dass die Wirbelströmung sich auch gegen die Hauptströmung bewegt. Kommt ein zuvor in der Hauptströmung beschleunigtes Partikel in einen solchen Wirbelbereich, so wird es ausgebremst. Somit reduziert sich die maximale Partikelgeschwindigkeit noch einmal zusätzlich, so dass die maximale hier beobachtete Partikelgeschwindigkeit geringer ist.

Auch bei dem Einbau des Vortex-Generators, durch den sich auch Strömungswirbel im Windkanal ausbilden und in denen eine reduzierte Strömungsgeschwindigkeit vorherrschen sollte, wurde eine reduzierte Partikelgeschwindigkeit erwartet. Da diese Wirbel aber einen Wirbelvektor aufweisen, der parallel zur Hauptströmung des Systems zeigt, bewegt sich die Strömung in dem Wirbel selbst nie gegen die Hauptströmung. Stattdessen bewegen sich die Wirbel sogar mit dieser Strömung mit. Hierdurch ist die Strömungswiderstandskraft auf die dispergierten Partikel größer als bei dem Einbau der Wirbelkante. Die Experimente ohne Einbau weisen eine mittlere maximale Partikelgeschwindigkeit auf. Hier wurde über alle Experimente eine maximale Partikelgeschwindigkeit von $v_{\max} = (1,9 \pm 0,6) \text{ m s}^{-1}$ beobachtet.

Neben diesen Effekten der verschiedenen Einbauten zeigt sich bei dieser Durchführung der MLR auch der Einfluss des Triggerzeitpunkts und damit auch die Abhängigkeit der Partikelgeschwindigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit zum Zeitpunkt der Bildaufnahme. Jedoch ist dieser Effekt mit einem Koeffizienten von $(0,011 \pm 0,006)$ so gering, dass hier der Balken nicht zu erkennen ist. Da die Fehlerangabe aber noch viel geringer ist, kann davon ausgegangen werden, dass dieser Einfluss relativ zuverlässig wiedergegeben wird. Da der Koeffizient einen positiven Wert aufzeigt, bedeutet dies, dass eine größere Volumenströmung auch eine Vergrößerung der Partikelgeschwindigkeit erzeugt. Denn durch die höhere Volumenströmung entsteht eine größere Fluidgeschwindigkeit, die wiederum die Partikel stärker beschleunigt und eine größere Partikelgeschwindigkeit hervorruft.

Während der Betrachtung der Bildaufnahmen und Bilder wurde darauf geachtet, ob sich bei der beobachteten Partikeldispersion im Bereich vom kritischen Volumenströmungsbereich von $q_{V,\text{krit.}} = 230 \text{ l min}^{-1}$ bis 265 l min^{-1} ein unterschiedliches Partikelverhalten feststellen lässt, durch das sich die Entstehung der genannten Partikelpeaks in den Daten des optischen Partikelzählers erklären lassen könnte. Dabei wurde aber keine auffällige Abweichung des Verhaltens beobachtet, so dass hier darauf zurückgeschlossen werden kann, dass diese Abweichung nicht ihren Ursprung in der Messzelle hat.

Somit konnte gezeigt werden, dass es mit den hier durchgeführten Experimenten möglich ist, die Trajektorien einzelner Partikel zu verfolgen und die Partikel zu charakterisieren und kategorisieren. Zusätzlich war es möglich, über die so bestimmten Ergebnisse vieler Partikeltrajektorien und Experimente eine statistische Auswertung über verschiedene MLRs durchzuführen, so dass ein besseres Verständnis über die Bewegung der Partikel bei der Dispersion gewonnen werden konnte. Trotzdem gibt es hier noch einige Aspekte die, um ein noch besseres Verständnis erhalten zu können, zukünftig noch optimiert werden müssten.

4.2 Numerische Betrachtungen

4.2.1 Normaler Partikel-Kontakt

Um die Implementierung des normalen Partikelkontaktes überprüfen zu können, wurden verschiedene Stoßprobleme numerisch mit der Erweiterung des Partikelmodells berechnet. Hierzu wurden möglichst einfache Stoßprobleme gewählt, bei dem ein oder mehrere Partikel einen normalen Stoß mit einer Wand ausführen. Zunächst wurde der direkte, normale Stoß eines Partikels mit einer Wand untersucht. Dabei wurden Par-

tikel mit einem Durchmesser von $x = 40\mu\text{m}$ und ein Partikel mit $x = 5\mu\text{m}$ untersucht, die sich mit einer Geschwindigkeit von $v = 5\text{ m s}^{-1}$ gegen die Wand bewegen.

Um diese Bewegung verfolgen zu können, wurden von diesen bewegten Partikeln während der Berechnung Bilder erzeugt, die anschließend in einem Video zusammengefasst wurden. Die Videos dieses einfachen normalen Stoßproblems mit nur einem Partikel mit $x = 40\mu\text{m}$ und $x = 5\mu\text{m}$ ohne Dämpfung sind unter dem Namen „Stoss_1_Part_05um_noDamp“ und „Stoss_1_Part_40um_noDamp“ abgelegt. In den Videos ist zunächst das Partikel in dem quadratischen Simulationsraum mit dem berechneten Durchmesser zu sehen. Bei dieser Einstellung wurde die Darstellungsfarbe des Partikels so gewählt, dass sie die aktuelle Bewegungsgeschwindigkeit wiedergibt. Die Geometriewand ist in diesen Videos am unteren Bildrand über der Informationsleiste zu sehen. Das Partikel bewegt sich nun fast kräftefrei entlang der y-Achse in negativer Richtung auf diese Wand zu. Die einzige noch wirkende Kraft an dieser Stelle war die Widerstandskraft, die die Partikel etwas abbremst. Da diese Kraft so gering ist, kann die Annahme getroffen werden, dass sich das Partikel zunächst in einer gleichförmigen Bewegung mit konstanter Geschwindigkeit bewegt.

Bei dieser Bewegung kommt es dann zum erwarteten Kontakt mit der Geometriewand. In diesem Moment kommt es zur Überlappung zwischen dem Partikel und der Geometriewand. Diese Überlappung wird durch den Kontaktsuchalgorithmus detektiert und anschließend wird eine Stoßkraft auf das Partikel berechnet. Hierzu wird aus der Größe der Überlappung über einen linearen Zusammenhang mit der vorgegebenen Federkonstanten die Stoßkraft ermittelt und auf das Partikel beaufschlagt. Dieses wird nun durch diese Kraft abgebremst, was durch die Änderung der Partikelfarbe deutlich zu erkennen ist.

Das Partikel bewegt sich nun aber aufgrund seiner Trägheit immer weiter auf die Wand zu, wodurch sich die Überlappung mit der Wand und damit auch proportional die Federkraft vergrößert. Das Partikel wird noch stärker abgebremst, bis es eine Geschwindigkeit von $v = 0\text{ m s}^{-1}$ erreicht. An diesem Punkt ist, wie es erwartet wurde, die Überlappung mit der Wand am größten. Dies bedeutet aber, dass die gesamte kinetische Energie des Partikels in der Federenergie gespeichert wurde und damit die berechnete Federkraft aufgrund der Überlappung am stärksten wirkt. Daher wird das Partikel in positive Richtung der y-Achse beschleunigt, was in der Änderung der Darstellungsfarbe zu erkennen ist. Dadurch setzt sich das Partikel in dieser Richtung in Bewegung, was eine Reduzierung der Überlappung und damit der Federkraft zur Folge hat. Die Partikelbeschleunigung wird geringer, bis die Überlappung sich vollkommen aufgehoben hat. Anschließend bewegt sich das Partikel wieder kräftefrei auf einer gleichförmigen Bewegung mit konstanter Geschwindigkeit weiter.

Diese einfache Form der Bewegungstrajektorie des dämpferlosen Partikel/Wand-Kontakts ist für diesen Federstoß genau so zu beobachten, wie sie durch die theoretische Betrachtung aus Kapitel 2.1.1 erwartet wurde. Auch der Vergleich zwischen den Videos des $40\mu\text{m}$ und des $5\mu\text{m}$ Partikel zeigt, wie erwartet, keinen Unterschied.

Um die Bewegung der Partikel etwas besser mit der Theorie vergleichen zu können, wurde in einem Teil der Zeitschritte eine Textdatei erzeugt, in der neben der aktuellen Partikelposition auch deren Geschwindigkeit abgespeichert wurde. Diese Dateien wurden zur weiteren Auswertung in eine Datenbank überführt, so dass sie durch SQL-Befehle von einem Programm zur Auswertung geladen werden konnten. Anschließend wurden die für den Stoß interessanten Daten während des Partikelstoßes aus der Datenbank in Origin importiert. Dann wurden die für die Bewegung charakteristischen Größen in Stoßrichtung (y-Achse) untersucht.

Hierzu wurde die Position $y(t)$ des ersten Partikels mit einem Durchmesser $x = 40\mu\text{m}$ und dessen Geschwindigkeit $v_y(t)$ in zeitlicher Abhängigkeit betrachtet, wie sie durch Abb. 4.34 gezeigt wird. Dies wurde auch für das Partikel mit $x = 5\mu\text{m}$ in Abb. A.50 dargestellt.

Bei der Betrachtung des ersten Beispiels des Partikels mit $x = 40\mu\text{m}$ zeigt sich ein Bewegungsablauf, wie er auch durch die Videos vermutet wurde. Dazu zeigt dieses Diagramm die wichtigsten Bewegungsgrößen, wie die Position des Partikels (schwarze Datenpunkte) und dessen Geschwindigkeit (rote Datenpunkte). Bei der Betrachtung der Geschwindigkeit zeigt diese zu Beginn eine konstante Geschwindigkeit (gleichförmige Bewegung). Die Wand ist in diesem Beispiel bei einer Position von $y_W = -5 \times 10^{-2}\text{ m}$ definiert worden. Daher kommt das Partikel zum ersten Mal mit der Wand in Kontakt bei einer erwarteten Position von $y_K = y_W + x/2 = -4,998 \times 10^{-2}\text{ m}$. Genau bei dieser Position verändert sich die Geschwindigkeit des Partikels, das nun durch die wirkende Federkraft abgebremst wird. Der Suchalgorithmus hat hier also zur richtigen Zeit den Kontakt detektiert, so dass der Löser die Federkraft korrekt aktivieren konnte.

Nun wirkt ab diesem Zeitpunkt die Federkraft, die proportional zur Überlappung des Partikels mit der Wand ist. Dadurch nimmt mit der kleiner werdenden Partikelposition die Federkraft immer mehr zu, da die Überlappung größer wird. Dies zeigt sich an der größer werdenden Steigung der Geschwindigkeit. Um diesen Sachverhalt der Änderung der Federkraft zeigen zu können, wurde die Geschwindigkeit in Origin

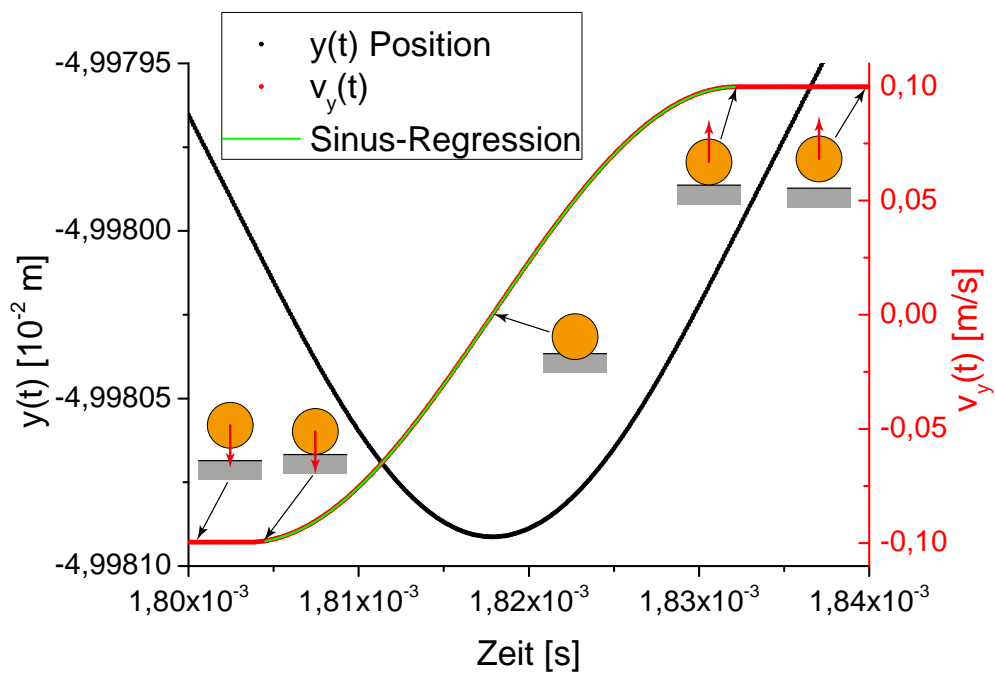


Abbildung 4.34: Zeitliche Änderung der Position $y(t)$ des Partikels mit $x = 40 \mu\text{m}$ (schwarze Datenpunkte) und der Geschwindigkeit $v_y(t)$ (rote Datenpunkte). Zusätzlich wurde mit kleinen Skizzen der Partikel/Wand-Kontakt zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. In dem Ergebnis der Geschwindigkeit ist gut zu erkennen, wie diese während des Kontakts mit der Wand sinusförmig abnimmt, bis sie die Richtung komplett umgekehrt hat. Nach dem Stoß bewegt sich das Teilchen wieder mit konstanter Geschwindigkeit in umgekehrter Richtung fort. An die Geschwindigkeit wurde durch eine nicht-lineare Regression eine Sinusfunktion angepasst.

Tabelle 4.7: Ergebnis der Regression der normalen Stöße der Partikel mit der Wand bei den ungedämpften Stößen, die durch eine einfache Sinusfunktion angepasst wurden.

Beispiel	5 μm -Partikel kein Dämpfer	40 μm -Partikel kein Dämpfer
y_0 [m]	$(1,0400 \pm 0,0897) \times 10^{-3}$	$(4,4200 \pm 0,0197) \times 10^{-5}$
A [m]	$(9,79 \pm 0,01) \times 10^{-2}$	$(9,965 \times 10^{-2} \pm 2,71 \times 10^{-7})$
t_c [s]	$(-1,670 \pm 0,007) \times 10^{-3}$	$(-1,46 \times 10^{-3} \pm 1,51 \times 10^{-8})$
w [s^{-1}]	$(1,280 \pm 0,003) \times 10^{-6}$	$(2,88 \times 10^{-5} \pm 1,32 \times 10^{-10})$

abgeleitet und in Abb. A.51 dargestellt. Hier ist der Anstieg der Beschleunigung zu Beginn des Stoßes zu erkennen, durch die aufgrund der Proportionalität zur Federkraft darauf geschlossen werden kann, dass auch die Federkraft ansteigt. Ab einer bestimmten Zeit nimmt die Beschleunigung ab. Zu diesem Zeitpunkt hat das Partikel eine Geschwindigkeit von $v_y = 0 \text{ m s}^{-1}$. Der Punkt der größten Überlappung ist erreicht.

Dadurch wird durch die Feder aber weiterhin eine Kraft ausgeübt, die das Partikel weiter beschleunigt. Die Geschwindigkeit des Partikels wird positiv und das Partikel bewegt sich von der Wand weg, so dass auch die Überlappung und damit die Federkraft nachlässt. Bei erneutem Erreichen der Position y_K hat das Partikel dann keinen Kontakt mehr zur Wand und bewegt sich wieder mit einer konstanten Geschwindigkeit weiter.

Während des Partikelkontaktes zeigen beide Partikel einen sehr ähnlichen zeitlichen Verlauf in ihrer Geschwindigkeit und ihrer Position. So zeigen beide Verläufe einen sinusförmigen Verlauf, der nach Gl. 2.5 (mit Dämpfer $G = 0 \text{ kg s}^{-1}$) als Lösung der Partikelbewegung erwartet wurde. Zudem zeigen sich aber zwischen den Partikeln kleinere Unterschiede, wie die kürzere Stoßzeit des kleineren Partikels. Diese verkürzte Stoßzeit kann aber durch die theoretische Betrachtung erklärt werden, da diese nach Gl. 2.7 von der Partikelmasse m abhängig und daher für leichtere Partikel auch kürzer ist. Zudem beginnt der Stoß des kleineren Partikels zu einem späteren Zeitpunkt, was aber wegen des kleineren Partikeldurchmesser logisch ist, da dieses Partikel einen weiteren Weg mit gleicher Geschwindigkeit zurücklegen muss, um die Kontaktposition $y_K = y_W + x/2 = -4,99975 \times 10^{-2} \text{ m}$ zu erreichen.

Um die Bewegung besser beschreiben und anschließend mit der theoretischen Bewegung vergleichen zu können, wurden an die Messdaten durch eine nicht-lineare Regression eine Sinusfunktion angepasst, die über die folgende Gl. definiert wurde:

$$y(t) = y_0 + A \cdot \sin\left(\frac{\pi(t - t_c)}{w}\right) \quad (4.2)$$

Dadurch wurden die Regressionsparameter bestimmt (Tab. 4.7). Aus diesen Größen können weitere charakteristische Größen des Stoßes abgeleitet werden. Zum einen die sehr wichtige Größe der Stoßzeit, die berechnet werden kann durch einen Vergleich der Gln. 4.2 und 2.5, so dass anschließend die Stoßzeit über w berechnet werden kann mit Gl. 2.7:

$$t_S = \frac{\pi}{\omega_F} = \frac{\pi}{\pi} w = w$$

Der Parameter w entspricht also der Stoßzeit t_S , die auch theoretisch berechnet werden kann über Gl. 2.7, wobei die Partikelmasse über das Partikelvolumen und die Partikeldichte (siehe Tabelle 3.1) bestimmt werden. In diesem Beispiel wurde kein Dämpfer betrachtet, weshalb $G = 0 \text{ kg s}^{-1}$. Für das Partikel mit $x = 5 \mu\text{m}$ ergibt sich dann eine Stoßzeit von $t_S = 1,27 \times 10^{-6} \text{ s}$ und für das große Partikel von $t_S = 2,88 \times 10^{-5} \text{ s}$. Die über die Regression bestimmte Stoßzeit stimmt für das größere Partikel im Rahmen des Fehlers durch die Regression sehr gut überein. Der Wert des kleinen Partikels zeigt auch im Rahmen des angegebenen Fehlers eine sehr geringe Abweichung. Diese kleine Abweichung kann zum einen dadurch erklärt werden, dass während der Simulation nur ein Bruchteil der Simulationsschritte exportiert wurden. Daher sind für das kleine Partikel sehr wenige Datenpunkte während des Stoßes berechnet worden. Hierdurch kann sich bei der Bestimmung der Parameter über die nicht-lineare Regression ein Fehler ergeben. Da die Abweichung der beiden Stoßzeiten aber so gering ist, kann diese vernachlässigt werden. Die Stoßzeiten stimmen gut mit den theoretischen Werten überein.

Auch die Amplitude A , also die maximale Geschwindigkeit des Partikels, kann verglichen werden mit der zuvor eingestellten Betragsgeschwindigkeit des Partikels von $v_{0,\text{Start}} = 0,1 \text{ m s}^{-1}$. Zum Zeitpunkt des Stoßes ist für beide Partikel die Geschwindigkeit auch im Rahmen der angegebenen Regressionsfehler geringer als

zur Startzeit. Dies ist auf die wirkende Widerstandskraft zurückzuführen, die während der freien Bewegung des Partikels dieses abgebremst hat. Da sich aber die Geschwindigkeit im Vergleich zu den Änderungen während des Stoßes nicht verändert hat, konnte von einer gleichförmigen Bewegung ausgegangen werden. Die Betragsgeschwindigkeiten vor und nach dem Stoß sind aber, wie es die Abb. 4.34 und A.50 zeigen, identisch. Der Stoß wird also vollkommen richtig ausgeführt.

Auch die maximale Federauslenkung x_A , also die maximale Eindringtiefe des Partikels bei der Überlappung, kann aus den Regressionsparametern bestimmt werden über die theoretische Betrachtung aus Gl. 2.6 und der Partikelgeschwindigkeit A . Dadurch ergibt sich für das kleine Partikel $x_A = 3,99 \times 10^{-8}$ m und für das Große $x_A = 9,14 \times 10^{-7}$ m. Diese Werte sind kleiner als 2,5 % des Durchmessers des jeweiligen Partikels. Die Eindringtiefe des Partikels ist somit für die Berechnung sehr gering und der Stoß wird richtig detektiert.

Zusätzlich sollte an dieser Stelle noch untersucht werden, welche Auswirkungen der gedämpfte Stoß auf das Ergebnis hat und ob diese Änderung auch korrekt in der Simulation berücksichtigt wird. Hierzu wurde ein Simulation der gleichen Partikel mit einer Stoßzahl $k = 0,25$ durchgeführt. Aus dieser Information berechnet der Löser den zur Aufstellung der Differentialgleichung notwendigen Dämpfungsfaktor G über Gl. 2.9.

Auch bei diesen Simulationen wurden erneut Bilder der Bewegung aufgenommen und in einem Video zusammengefügt. Das Video des Stoßes des kleinen Partikels wurde unter dem Namen „Stoss_1_Part_05um_Damp0-25“ und das Video des großen Partikels unter dem Namen „Stoss_1_Part_40um_Damp0-25“ auf dem beigefügten Medium abgelegt. Beim Betrachten dieser Videos zeigt sich ein erwarteter Unterschied zu den zuvor besprochenen Videos ohne Dämpfer. So wird hier durch den zugeschalteten Dämpfer die Geschwindigkeit des Partikels nach dem Stoß geringer. Dies kann sowohl an der langsameren Änderung der Partikelposition, als auch an der veränderten Partikelfarbe festgestellt werden.

Um diese Änderung der Geschwindigkeit und die genaue Wirkung des Dämpfers verstehen zu können, wurden auch hier die Bewegungsdaten der Partikel aufgenommen. Anschließend wurden auch diese Daten in einem Diagramm dargestellt. Hier zeigt Abb. A.52 das Ergebnis des kleinen Partikels mit $x = 5 \mu\text{m}$ und Abb. 4.35 für das Partikel mit $x = 40 \mu\text{m}$.

Auch hier zeigen beide Diagramme sehr ähnliche Verläufe. Zunächst bewegen sich die Partikel in einer gleichförmigen Bewegung mit einer Geschwindigkeit von $v_y = 0,1 \text{ m s}^{-1}$. Zum Zeitpunkt des ersten Kontaktes der Partikel mit der Wand kommt es zur Wirkung der Feder und auch der Dämpferkraft. Die Geschwindigkeit (rote Datenpunkte) wird durch diese Kräfte reduziert. Die Geschwindigkeitsänderung geht dabei beim ersten Kontakt des Partikels sehr schnell vonstatten, so dass der Verlauf hier bereits wie ein Sprung der Geschwindigkeit wirkt. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass die Dämpferkraft unabhängig ist von der Überlappung der Partikel, aber nur proportional zu Geschwindigkeit. Dadurch wirkt bereits beim ersten Kontakt aufgrund der großen Partikelgeschwindigkeit die maximale Dämpferkraft. Anschließend nimmt die Geschwindigkeit des Partikels und damit auch die Dämpferkraft ab. Die Federkraft gewinnt zunehmend an Bedeutung, bis sich die Geschwindigkeit des Partikels durch die Kraft umdreht und das Partikel wieder beschleunigt. Die Geschwindigkeit steigt weiter an. So gewinnt aber das Partikel wieder an Geschwindigkeit und die Dämpferkraft wird erneut größer. Dadurch nimmt die Geschwindigkeit immer weniger zu, bis die Beschleunigung des Partikels (Änderung der Partikelgeschwindigkeit) den Wert $a_y(t) = 0 \text{ m s}^{-2}$ erreicht. Zu diesem Zeitpunkt sind die beschleunigende Federkraft und die Dämpferkraft gleich groß. Da nun aber das Partikel durch seine Trägheit die Überlappung weiterhin verringert, wird die Dämpferkraft größer, so dass die Geschwindigkeit nun erneut reduziert wird. Dies zeigt sich im Diagramm durch eine erneute Reduzierung der Geschwindigkeit. Nachdem das Partikel dann keinen Kontakt mehr zur Wand hat, bewegt es sich wieder mit gleichförmiger Geschwindigkeit fort. Auch die Beschleunigung kann hier aus der Geschwindigkeit berechnet werden und ist in Abb. A.53 dargestellt.

Somit zeigen auch diese Diagramme eine Partikelbewegung, wie sie durch die theoretische Betrachtung aus Kap. 2.1.1 vorhergesagt wurde. Nach dem Stoß hat sich die Geschwindigkeit verringert. Um diese Reduzierung überprüfen zu können, kann in Origin die Geschwindigkeit vor und nach dem Stoß ermittelt werden. Anschließend kann über die Definition 2.2 die Stosszahl k berechnet werden. So beträgt die Geschwindigkeit des großen Partikels vor dem Stoß $v_y = (-0,0996 \pm 3,53 \times 10^{-8}) \text{ m s}^{-1}$ und nach dem Stoß $v'_y = (0,025 \pm 4,21 \times 10^{-9}) \text{ m s}^{-1}$. Daraus kann der Stoßfaktor berechnet werden zu $k = (0,251 \pm 9,849) \times 10^{-8}$. Dieser Wert entspricht bis auf eine geringe Abweichung dem definierten Stoßfaktor. Diese geringe Abweichung kommt vermutlich durch kleine Fehler bei der numerischen Berechnung der Dämpferkraft zustande, die sich aber im Laufe der Simulation über eine große Anzahl von Berechnungsschritten immer weiter vergrößert. Da diese Abweichungen sehr gering sind, können sie vernachlässigt werden. Bei den hier vorgestellten Ergebnissen handelt es sich um das Ergebnis der Berechnung eines Modells innerhalb dessen es zu kleinen

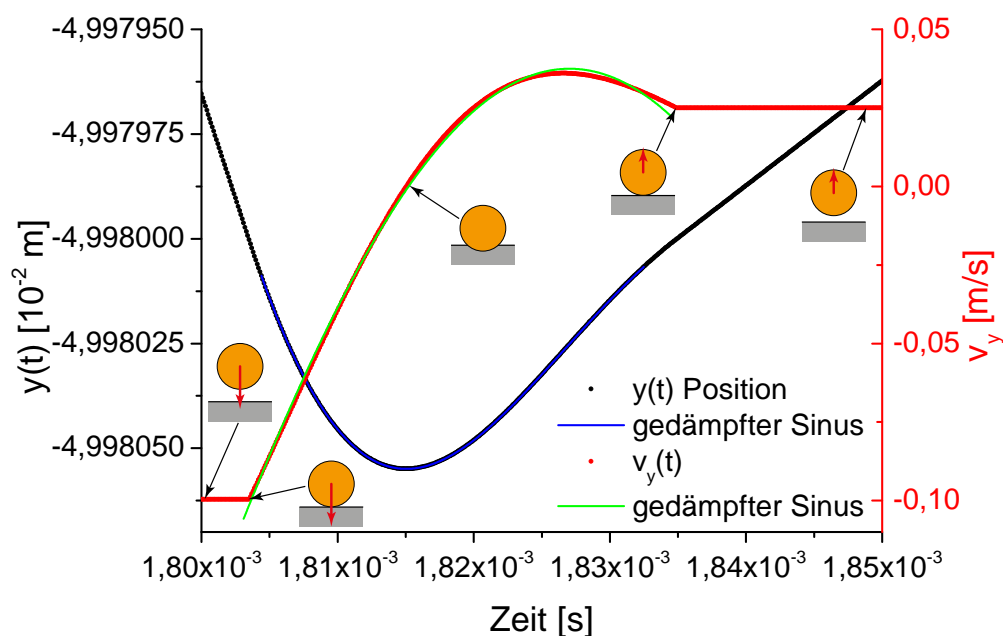


Abbildung 4.35: Die zeitliche Änderung der Position $y(t)$ des Partikels mit $x = 40\mu\text{m}$ (schwarze Datenpunkte) und der Geschwindigkeit $v_y(t)$ (rote Datenpunkte) im Fall des gedämpften Stoßes mit einer Wand. Zusätzlich wurde mit kleinen Skizzen der Partikel/Wand-Kontakt zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Nach dem Stoß bewegt sich das Teilchen mit einer konstanten, durch den Dämpfer reduzierten Geschwindigkeit in umgekehrter Richtung fort. An die Geschwindigkeit und die Position wurde durch eine nicht-lineare Regression eine gedämpfte Sinusfunktion angepasst (grüner und blauer Verlauf).

Abweichungen kommen kann. Jedoch müssen diese nicht einen Einfluss auf das gesamte Ergebnis haben, so dass solche geringen Abweichungen kein weiteres Problem darstellen würden.

Um auch diese gedämpften Stöße zu charakterisieren, sollten die Ergebnisse durch eine Regression angepasst werden. Dabei zeigt die Bewegungsgleichung, die aus der Theorie des Feder-Dämpfers entwickelt wurde, nach Gl. 2.5 das Verhalten einer gedämpften Sinusfunktion. Daher wurde versucht an die Partikelposition und -geschwindigkeit die Funktion eines gedämpften Sinus anzupassen. Die Anpassungen sind auch in den Abb. A.52 und 4.35 durch grüne und blaue Verläufe gekennzeichnet. Auch wenn diese Verläufe sehr gut an die Ergebnisse angepasst wurden und keine Abweichungen zu erkennen sind, sind die Regressionsergebnisse nicht realistisch, was auf die Anpassung einer gedämpften Sinusfunktion zurückgeführt werden kann. Um die Dämpfungskonstante bestimmen zu können, müssen mindestens zwei Extrema der Funktionen anpassbar sein, um die Änderung der Amplitude erfassen zu können. Da das zweite Extremum bei dem Partikelstoß nicht berechnet werden kann, sind auch die bestimmten Regressionsparameter für diese Problematik nicht eindeutig bestimmbar.

In den vorangegangenen Betrachtungen wurde der Stoß zwischen einem Partikel und einer Geometriewand untersucht. Da aber bei den meisten Simulationen, wie auch in der Realität, häufig eine große Anzahl von Partikeln betrachtet wird, sind auch direkte Kontakte zwischen den Partikeln möglich. Um diese Partikel/Partikel-Stöße überprüfen zu können, wurde bei den vorgestellten Simulationen die Wechselwirkung zwischen zwei Partikeln untersucht, indem zwei Partikel zusammen mit der Wand stoßen. Zur Beobachtung eines Partikel/Partikel-Kontaktes wurden die Partikel in der Bewegungsrichtung entlang der y-Achse übereinander ausgerichtet. Um dabei auch die Interaktion verschiedener Partikelklassen und -durchmesser überprüfen zu können, wurden dabei Partikel mit zwei unterschiedlichen Durchmessern untersucht.

Die während dieser Simulation aufgenommenen Bilder der Partikelpositionen zu verschiedenen Zeiten, zeigt die Bewegung der beiden Partikel. Auch hier wurde zunächst das System ohne die Wirkung eines Dämpfers betrachtet. Dabei entstand ein Video mit dem Namen „Stoss_2_Part_Stapel_noDamp“. Anschließend wurde die gleiche Bewegung untersucht mit der zusätzlichen Wirkung einer Dämpferkraft. Auch diese Bewegung ist unter dem Video „Stoss_2_Part_Stapel_Damp0-25“ festgehalten worden.

Da die Dynamik beider Systeme sehr ähnlich ist, können diese gemeinsam betrachtet werden. Zunächst sind beide Partikel übereinander gestapelt. Da sich beide mit fast identischer Geschwindigkeit und damit fast gleichförmig bewegen, kommt es zu keinem Partikelstoß. Bedingt durch die Berechnung der Strömungswiderstandskraft wird das kleinere Partikel allerdings minimal abgebremst, so dass sich ein geringer Abstand zwischen den Partikeln ausbildet.

Kommt es zum ersten Kontakt des großen Partikels mit der Wand, wird hier, wie zuvor, ein Stoß berechnet. Durch den Stoß dreht sich die Geschwindigkeit des großen Partikels um und es fliegt auf das kleine Partikel zu. Dadurch kommt es zum Stoß zwischen den beiden, bei dem auch das kleine Partikel die Richtung tauscht. Doch nun hat das kleine Partikel eine viel größere Geschwindigkeit, wie es auch theoretisch erwartet wurde. Denn für dieses System der beiden Partikel müssen die Stoßgleichungen berücksichtigt werden, die eine korrekte Betrachtung der Impuls- und Energieerhaltung berücksichtigen. Daher kann durch eine Überprüfung der Impuls- und Energieerhaltung des Stoßes gezeigt werden, dass die Partikelstöße in der Simulation diesen Gleichungen genügen.

Hierzu ist es wichtig, die Geschwindigkeit beider Partikel vor und nach dem Stoß zu bestimmen. Dafür wurde erneut die Datenbank ausgenutzt, um den Mittelwert und die Standardabweichung der Geschwindigkeit in y-Richtung zum Start und zum Ende der Simulation zu bestimmen. Aus diesen Daten kann dann über die Masse der Partikel Energie und Impuls der Partikel berechnet werden. Da zusätzlich während der Simulation die Luftreibung wirkt, verändert diese die Partikelgeschwindigkeit und damit auch die Gesamtenergie. Um diesen Einfluss etwas korrigieren zu können, wurde die Geschwindigkeitsänderung durch die zuvor beschriebene Simulationen der einfachen Partikel ermittelt und diese in die Berechnung des Impulses und der Energie miteinbezogen. Anschließend wurde der Gesamtimpuls und die Gesamtenergie vor und nach dem Stoß ermittelt und in Tab. 4.8 zusammengefasst.

In dieser Tabelle ist zu erkennen, dass die Gesamtenergie vor und nach dem Stoß gleich ist. Dies bedeutet, dass die Energieerhaltung bei dieser Simulation gewährleistet ist. Auch der Impuls weist zu Beginn und nach der Simulation einen sehr ähnlichen Betrag auf, wobei das unterschiedliche Vorzeichen durch die Drehung des Impulsvektors erklärt werden kann. Somit ist auch der Impuls des Stoßes erhalten.

Um den Einfluss durch einen Dämpfer prüfen zu können, wurde eine weitere Simulation berechnet, bei der der Stoßfaktor $k = 0,25$ gesetzt wurde. Dann wurde erneut die Impuls- und Energieerhaltung untersucht. Dazu wurden auch zu Beginn und nach der Simulation der Gesamtimpuls und die Gesamtenergie berechnet. Diese sind auch in Tab. 4.8 hinterlegt worden. Hier ist aber klar ein Unterschied der Werte vor und nach

Tabelle 4.8: Berechneter Gesamtimpuls und Gesamtenergie des Systems zum Start und Ende der Simulation. Hierzu wurden die Partikelgeschwindigkeiten korrigiert um die durch die Strömungswiderstandskraft hervorgerufene Geschwindigkeitsänderung. Die oberen Diagrammspalten zeigen die Simulationsergebnisse ohne, die unteren Spalten mit einem Dämpfung um $k = 0,25$.

Zeitpunkt	p	E
	kg m s^{-1}	J
ohne Dämpfer		
Start	$-8,37 \times 10^{-12}$	$4,18 \times 10^{-13}$
Ende	$8,36 \times 10^{-12}$	$4,18 \times 10^{-13}$
mit Dämpfer		
Start	$-8,37 \times 10^{-12}$	$4,18 \times 10^{-13}$
Ende	$2,08 \times 10^{-12}$	$2,81 \times 10^{-14}$

dem Stoß zu erkennen, der auf die Wirkung des Dämpfers zurückzuführen ist. Um die Auswirkung des Dämpfers besser bestimmen zu können, wurde der Quotient der Werte nach dem Stoß zu denen vor dem Stoß untersucht:

$$\frac{p'}{p} = \frac{p(\text{nach})}{p(\text{vor})} = \frac{m \cdot v'}{m \cdot v} = \frac{v'}{v} = k$$

$$\frac{E'}{E} = \frac{E(\text{nach})}{E(\text{vor})} = \frac{2m \cdot v'^2}{2m \cdot v^2} = \frac{v'^2}{v^2} = k^2$$

Durch diesen Ansatz ist es also möglich, den Stoßfaktor zu berechnen. Dabei ergab sich durch den Impuls ein Stoßfaktor von $k = 0,259$ und durch die Energie ein Faktor von $k = 0,259$. Beide bestimmten Stossfaktoren liegen etwas über dem zuvor definierten Faktor $k = 0,25$. Diese Abweichung kommt durch die Berechnung der einzelnen Zeitschritte zustande, bei denen kleinen Abweichungen bei der Berechnung des Dämpferterms über viele Schritte zu einer größeren Abweichung führen können. Insgesamt ist die Abweichung aber gering und kann, da es sich hierbei um eine Modellbetrachtung handelt, durch eine Korrektur des Stoßfaktors bei Bedarf ausgeglichen werden. Da bei der Zuschaltung des Dämpfers der Impuls- und Energieverlust fast vollständig auf den wirkenden Dämpfer zurückgeführt werden kann und die Impuls- und Energieerhaltung des Systems gilt, konnte somit auch für den Partikel/Partikel-Stoß eine korrekte Berechnung durchgeführt werden.

Bei dem Stoß eines Agglomerats mit einer Wand kann es nach [Nichols und Wynn (2008)] aufgrund der Partikelträgheit zu einer Trennung der Agglomerate kommen. Da hier bereits einfache Partikel/Wand-Stöße untersucht wurden, würde es sich an dieser Stelle anbieten auch das Agglomeratverhalten beim Wandstoß zu untersuchen. Hierzu sollte ein Beispiel-Agglomerat untersucht werden, dass erneut aus einem großen und einem kleinen Partikel bestand, die parallel zur Wand ausgerichtet waren und mit der Wand stoßen. Da die Stabilität der Partikel durch die Adhäsion bedingt ist, sollte auch die Adhäsion näher betrachtet werden. Hierzu wird eine möglichst große van-der-Waals-Kraft definiert mit einer Hamaker-Konstante von $A_H = 62 \text{ } \zeta\text{J}$ (siehe 3.3), um einen möglichst großen Einfluss im Simulationsergebnis erkennen zu können. Zusätzlich wurden beide Partikel mit einer Ladung von $Q_{12} = \pm 1 \times 10^3 \cdot e^-$ geladen. Dadurch wirkt zusätzlich die elektrische Adhäsionskraft zwischen beiden Partikeln, die über Gl. 2.58 berechnet wird.

Um den Unterschied zu einem Stoß ohne eine Adhäsionskraft zu ermitteln, wurde das Partikelpaar zunächst ohne Adhäsionskraft simuliert. Von diesem Partikelpaar wurden Videos erzeugt, die abgelegt wurden unter dem Video „Stoss_2_Part_seitlich_noAdhesion“. Die Betrachtung dieses Videos zeigt bereits alle Effekte und Bewegungen, wie sie auch erwartet wurden. Daher wird hier nicht näher auf diese Ergebnisse eingegangen.

Um die Wirkung der Adhäsionskraft untersuchen zu können, wurden diese über die Einstellung der genannten van-der-Waals-Kraft hinzu geschaltet. Anschließend wurde erneut ein Video dieser Partikelbewegung erstellt und unter dem Namen „Stoss_2_Part_seitlich_vdW62zJ_noDamp“ abgelegt. Auch dieses Video zeigt zunächst die Bewegung der beiden Partikel parallel zueinander. Zum Start der Simulation wurden beide Partikel so positioniert, dass es keine Überlappung zwischen beiden gibt und diese somit nicht miteinander stoßen und sich voneinander trennen. Doch nun ziehen sich nach dem Start beide Partikel durch die Adhäsion an. Hierdurch bewegen sie sich aufeinander zu und überlappen, bis die berechnete Federkraft gleich

der Adhäsionskraft ist. Die Ruhelage beider Partikel hat sich somit verschoben. Da nun aber kein Dämpfer wirkt, wird der Stoß nicht gedämpft und das kleine Partikel bewegt sich vom Größeren weg, bis es durch die Anziehungskraft wieder die Richtung ändert. Das kleine Partikel beginnt eine minimale Schwingung auszuführen.

Um diese Schwingung bei anderen Simulationen zu umgehen, ist es notwendig, die Partikelsimulation einige Zeitschritte im Voraus berechnen zu lassen, wobei ein zugeschalteter Dämpfer die Schwingung beseitigen kann. Während dieser Vorsimulation können die Partikel ihre neue Ruhelage einnehmen, bevor sie unter den gewünschten Bedingungen korrekt simuliert werden. Aufgrund der Schwingung kommt es zu einem zeitweise größeren Partikelabstand, der die Adhäsionskraft und damit die Agglomeratstabilität verringert.

Um den Abstand der beiden Partikel und damit die Agglomeratstabilität zum Zeitpunkt des Stoßes abzuschätzen, wurde der Partikelabstand in x-Richtung durch die Verwendung eines entsprechenden SQL-Befehls berechnet. Dieser Abstand wurde in der Abbildung mit der Position des großen Partikels gegen die Simulationszeit aufgetragen und ist in Abb. A.54 zu sehen.

Der dort gezeigte Abstand der beiden Partikelschwerpunkte wurde in x-Richtung bestimmt und ist aufgrund der gewählten Differenz negativ. Es zeigt sich der Verlauf einer Schwingung, die die Partikel in dieser Richtung ausführen. Diese Schwingung wird durch den Stoß hervorgerufen, der über eine sehr kurze Zeit und beim maximalen Abstand (bedingt durch die negative Differenz) die Trajektorien beeinflusst. Bei kleineren Abständen wirkt über eine längere Zeit die Adhäsionskraft zwischen den Partikeln. Da sich das Partikelsystem noch im Vorgang des Einschwingens befindet, kommt es zu einer zeitlichen Vergrößerung der Schwingungsamplitude über die Zeit.

Zusätzlich ist in diesem Diagramm der Zeitpunkt eingezeichnet, bei dem es zum Stoß des großen Partikels mit der Geometriewand kommt. Zu diesem Zeitpunkt hat das kleine Partikel gerade einen Stoß ausgeführt und bewegt sich von dem großen Partikel weg. Zu diesem Zeitpunkt ist der Abstand zwischen den Partikeln $\Delta x = 22,8 \mu\text{m}$. Über die Partikeldurchmesser kann der Abstand zwischen beiden Partikeloberflächen bestimmt werden. Dieser beträgt hier $a = 0,3 \mu\text{m}$. Dies ist ein sehr kleiner Spalt, der bei einem realen Agglomerat nicht existiert und somit über die verringerte Adhäsionskraft auch die Stabilität reduziert.

Kommt es zum Stoß mit der Wand dreht sich die Geschwindigkeit des großen Partikels um. Das kleine Partikel will sich aber aufgrund seiner Trägheit mit konstanter Geschwindigkeit weiter bewegen. Dadurch vergrößert sich der bereits vorhandene Abstand weiter und das kleinere Partikel erfährt eine immer geringere Adhäsionskraft. Diese wird so klein, bis sie die Bewegung des kleinen Partikels nicht mehr weiter beeinflussen kann und sich beide Partikel voneinander trennen. Das kleine Partikel bewegt sich nun frei auf die Wand zu. Dabei kommt es dann auch zum Stoß des kleinen Partikels, das sich nach dem Stoß als einzelnes Partikel gleichförmig bewegt.

Dass es hier zur Trennung des Agglomerats kam, lässt auf eine zu geringe Adhäsionskraft schließen. Die geringere Stabilität kann zum einen auf zu gering abgeschätzten Adhäsionskräften zwischen den Glaspartikeln beruhen. Zum anderen kann dies auch durch die gezeigte Schwingung des kleinen Partikels hervorgerufen werden, da sich hierdurch die Adhäsionskraft verringert. In der Realität kommt es zu zwei Effekten, die das Schwingen verhindern und somit auch die Agglomerate stabilisieren. Einerseits gibt es in der Realität keinen idealen Stoß. Es kommt vielmehr zu einem nicht-idealen Stoß zwischen den beiden Partikeln, durch den sich die Energie zwischen beiden Partikeln reduziert. Andererseits wurde in dem hier vorgestellten Modell der Stoß nur durch ein einfaches Stoßmodell berechnet. In der Realität kommt es aber zu einem weitaus komplexeren Stoß, der eigentlich durch das Maugis-Modell beschrieben werden müsste (siehe Kapitel 2.1.5). Dabei müsste das kleinere Partikel, wenn es die Oberfläche des anderen verlassen wollte, aufgrund der Elastizität eine Adhäsionsarbeit verrichten. Dies wird in der Simulation nicht berücksichtigt. Es kommt zu einem Verlassen der Oberfläche ohne das Aufbringen einer Adhäsionsarbeit. Diese Arbeit würde das Agglomerat zusätzlich stabilisieren. Da aber in dieser Simulation das Agglomerat aufgrund dieser Schwingung nicht vollkommen stabilisiert war, ist es mit der durchgeführten Simulation nicht möglich, eine korrekte Aussage über das Trennverhalten von Agglomeraten an Wänden treffen zu können. Um die Wirkung der Adhäsionsarbeit zwischen wahren Partikeln und damit die Agglomeratstabilität bei solchen dynamischen Stößen verstehen zu können, sollen hierzu zukünftig weitere Versuche durchgeführt werden (nach [steffi]).

Um auch die Wirkung eines Dämpfers auf den Stoß eines Agglomerats mit den Wänden berechnen zu können, wurde diese Simulation wiederholt mit einem Stossfaktor von $k = 0,25$. Hierbei wurde ein Video der Partikelposition aufgenommen, das unter dem Namen „Stoss_2_Part_seitlich_vdW62zJ_Damp_0-25“ abgelegt wurde.

Zunächst ist in diesem Video zu sehen, wie das kleine Partikel durch den Stoß und die Anziehung des großen Partikels eine Schwingung ausführt. Diese Schwingung wird nun aber gedämpft durch die Wirkung des Dämpfers, so dass sich die Schwingungsamplitude verringert. Vor dem Stoß ist keine Partikelbewegung mehr zu sehen und das kleinere Partikel befindet sich in der Ruhelage. Das Agglomerat weist nun eine maximale Stabilität auf.

Dann kommt es zum ersten Kontakt des großen Partikels mit der Wand, weshalb sich dessen Geschwindigkeit ändert. Das kleinere Partikel möchte sich aber erneut aufgrund seiner Trägheit gleichförmig fortbewegen. Dadurch bewegt sich das Partikel nun mit einer höheren Geschwindigkeit, so dass sich der Abstand zum Großen vergrößert. Dieses hat aber bereits seine Bewegungsrichtung umgedreht und bewegt sich nun von der Wand weg, wobei die Partikelgeschwindigkeit durch den Dämpfer geringer ist. Dadurch bewegt sich das große Partikel nur langsam vom kleinen Partikel weg und der Partikelabstand bleibt so gering, dass das kleine Partikel nicht die Anziehung des Großen verlassen kann. Das Agglomerat bleibt weiter bestehen. Da nun aber das Partikel einen Impuls hat, entsteht bedingt durch die Adhäsion als Zentripetalkraft eine Kreisbewegung des Kleinen auf dem großen Partikel. Ein solcher Stoß eines Partikels eines Agglomerats und die anschließende Rotation eines Agglomerats kann auch durch die Entstehung einer Scherkraft auf das Agglomerat während des Stoßes erklärt werden, die sich als Drehmoment äußert.

Das Partikel führt dabei eine Bewegung auf der Oberfläche des Großen aus. Hierbei wird es sich vermutlich um eine Rollbewegung handeln. Da in dieser Simulation jedoch die Winkelgeschwindigkeit nicht aufgezeichnet wurde, kann diese Vermutung nicht bestätigt werden. Da in diesen Simulationen aber keine Reibungskräfte betrachtet werden sollten, wird diese tangential Bewegung nicht gebremst und es kommt zu einer dauerhaften Kreisbewegung des kleinen Partikels.

Die hier gezeigten normalen Partikelstöße zeigten alle das erwartete Verhalten, so dass im Folgenden von einer korrekten Betrachtung der Stöße durch das Modell ausgegangen werden kann.

4.2.2 Umströmung eines Partikels

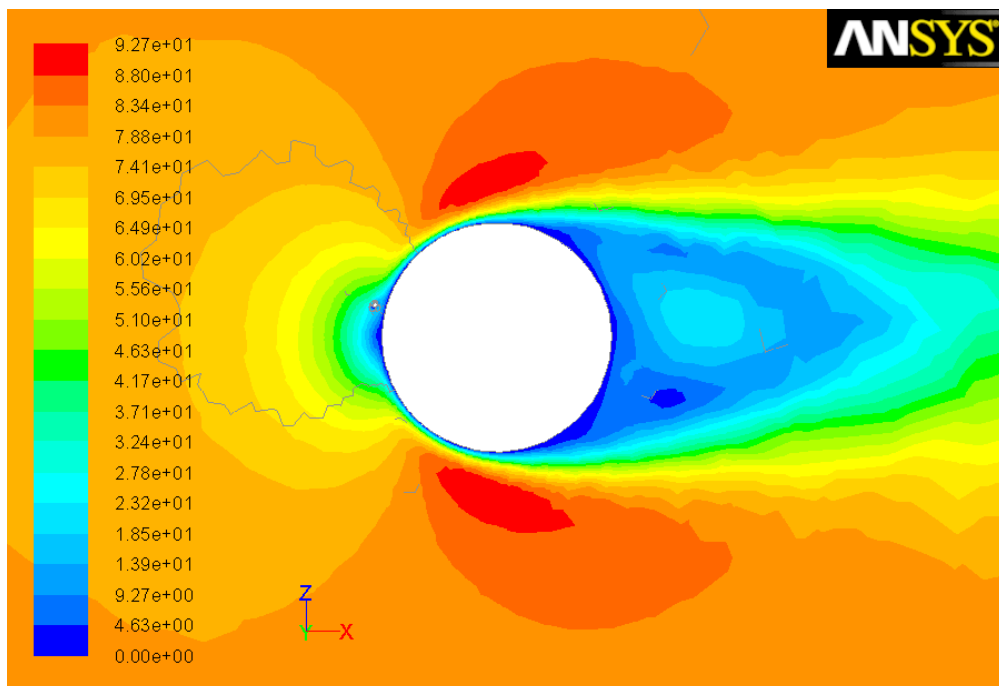
Bei der Betrachtung der Umströmung eines sphärischen Partikels hat sich gezeigt, dass die örtliche Fluidgeschwindigkeit in einem engen Gebiet um das Partikel sehr stark variieren kann (siehe Abb. 3.19). Somit würden in diesem Umströmungsgebiet auf ein sehr kleines Partikel auch sehr unterschiedliche Kräfte aufgrund der Fluidströmung wirken. Ist auch das zweite Partikel im Vergleich zum Ersten relativ groß, so beeinflussen sich die Umströmungen beider Partikel gegenseitig.

Da der Löser bei der Berechnung dieser Widerstandskraft aber davon ausgeht, dass die Partikel punktförmig sind, betrachtet er diese Änderung der Fluidodynamik in der Umgebung von Partikeln nicht. Sind dann zwei Partikel mit einem geringen Abstand zueinander positioniert, wie bei Agglomeraten, so berechnet der Löser zu große Kräfte, die auf diese Partikel wirken. Dies kann gerade bei der Betrachtung von Agglomeraten aber problematisch sein, da diese sich aufgrund der falschen Kräfte nun trennen. Daher ist es für die Stabilität von Agglomeraten notwendig, die Partikelumströmung richtig zu berechnen.

Jedoch ist eine Berücksichtigung der realen Umströmung nicht ohne weiteres möglich, da dies bei einer direkten Berechnung im Löser mit einem erheblichen Aufwand verbunden wäre. Daher hat es sich als sinnvoll erwiesen, diese Umströmung für einen Bereich möglicher Partikelgeometrien im Voraus zu bestimmen. Hierzu wurde in einer Vorsimulation die Umströmung für verschiedene Partikelpositionen stationär berechnet. Dabei wurde zunächst der Einfluss durch eine Relativbewegung vernachlässigt und die relativen Partikeldurchmesser, die relative Position und die Anströmungsgeschwindigkeit variiert. Um diese Variation durchzuführen wurde ein Programm (Ansys Workbench) zur automatischen Simulationsdurchführung verwendet, das eine Partikelgeometrie aus den Partikelparametern erzeugt, eine Vernetzung durchführt und anschließend mit der vorgegebenen Strömungsgeschwindigkeit die Lösung berechnet.

Um bei den Berechnungen ein möglichst zuverlässiges Ergebnis zu erhalten, sollte eine möglichst große Anzahl an Iterationen berechnet werden. Hierzu wurde während den Berechnungen die Konvergenz der Residuen beobachtet, die am Ende der Simulation nicht mehr stark variieren sollten (siehe Abb. A.55). In dem Diagramm ist gut zu erkennen, wie die Residuen und damit auch die Rechnung konvergiert. Nach 500 Iterationen wurde die Berechnung abgebrochen. Auch bei den anderen Simulationen war ein ähnlicher Verlauf der Residuen zu erkennen, so dass ein Stoppen der Berechnung nach 500 Iterationen sinnvoll war.

Zudem wurden bei diesen Vorsimulationen weitere Bilder erzeugt, die die genaue Umströmung der Partikel zeigen. Ein solches Bild wurde bereits in Abb. 3.19 gezeigt für zwei Partikel mit einem Durchmesser Verhältnis von $x_1/x_2 = 25/50$ und einer Fluidanströmung von $u = 100 \text{ m s}^{-1}$. Ein weiteres Bild ist in Abb. 4.36 zu sehen.



Profiles of Velocity Magnitude (m/s)

Jul 05, 2010
ANSYS FLUENT 12.1 (3d, dp, pbns, lam)

Abbildung 4.36: Umströmung zweier Partikel mit einem Durchmesser Verhältnis $x_1/x_2 = 1/50$ bei einer Anströmungsgeschwindigkeit von $u = 80 \text{ m s}^{-1}$. Die Farben zeigen die Betragsgeschwindigkeit des Fluids. Es ist deutlich zu erkennen, dass in der direkten Umgebung des großen Partikels die Strömungsgeschwindigkeit stark variieren kann. Da die Widerstandskraft des Fluids stark von der Fluidgeschwindigkeit abhängt, können auf das kleine Partikel x_1 in Abhängigkeit von dessen Position völlig unterschiedliche Kräfte wirken.

In diesem Konturdiagramm ist die Betragsgeschwindigkeit des Fluides zu sehen, die innerhalb der direkten Umgebung des großen Partikels x_2 sehr stark variiert. Diese Variation ist auf die Grenzschichtströmung zurückzuführen, die auf der Oberfläche der Partikel entsteht. So gibt es sowohl auf der strömungszu-, als auch auf der -abgewandten Seite Bereiche, in denen die Geschwindigkeit sehr gering wird. Eine Betrachtung der Geschwindigkeit in x -Richtung (siehe Koordinatensystem) auf der strömungsabgewandten Seite würde zeigen, dass dort die Geschwindigkeit negativ wird und somit in Richtung des großen Partikels zeigt. In diesem Bereich kommt es zu einem Strömungsabriss, der einen Wirbel und sogar eine Carman'sche Wirbelstraße erzeugen kann. Die genaue Position des Strömungsabrisses ist stark von der Form der Partikel abhängig. Dies sollte zukünftig durch weitere theoretische und experimentelle Untersuchungen näher betrachtet werden.

Kommt das kleinere Partikel nun in diesen Bereich auf der strömungsabgewandten Seite des Partikels, würde es durch die dortigen Fluidbewegungen auf das Partikel gedrückt werden. An dieser Position könnten beide Partikel ein Agglomerat bilden, das durch diese Strömung noch stabilisiert werden würde. Dahingegen gibt es auch Bereiche in der Umströmung (roter Bereich in Abb. 4.36), in denen sehr hohe Fluidgeschwindigkeiten entstehen, die ein mögliches Agglomerat leicht trennen würden.

Da die wirkenden Strömungskräfte abhängig sind von den Fluidgeschwindigkeiten, wirken an allen Positionen in der Umgebung des großen Partikels x_2 sehr unterschiedliche Kräfte. Dies zeigt die Notwendigkeit diese Kräfte in Abhängigkeit der Position zu bestimmen. Bei dem in diesem Diagramm gezeigten Partikelgrößenverhältnis von $x_1/x_2 = 1/50$ ist das kleinere Partikel so klein, dass es keinen direkten Einfluss auf die Strömung hat und damit das Große eine fast unveränderte Strömung erfährt. Dadurch ist auch die Widerstandskraft unverändert im Vergleich zur Kraft bei einer direkten Anströmung.

Dies ändert sich für den Fall wenn das kleinere Partikel größer wird. Im Extremfall kann es bei dieser Betrachtung über den relativen Durchmesser so groß werden, wie das größere Partikel. Dieser Fall ist in Abb. A.56 dargestellt. In diesem Konturdiagramm wird ein Durchmesserverhältnis von $x_1/x_2 = 50/50$ betrachtet. Durch diese Veränderung ändert sich das Bild der Umströmungsgeschwindigkeit für beide Partikel grundlegend. Zum einen ist nun das Partikel x_1 so groß, dass dessen Umströmung nun auch das Partikel x_2 beeinflusst und es hier notwendig wird, die Einflüsse beider Partikel zu betrachten. Da der genaue Übergang, ab welchem Partikelgrößenverhältnis eine gegenseitige Betrachtung sinnvoll ist, nicht genau festgelegt werden kann, wurden bei allen Berechnungen immer die wirkenden Kräfte auf beide Partikel gespeichert und weiter verarbeitet.

Zum zweiten ist in diesem Diagramm gerade im Bereich der strömungsabgewandten Seite zu erkennen, wie sich nun die Umströmungen gegenseitig beeinflussen. Dies bedeutet, dass sich hier die Strömungsgeschwindigkeiten gegenseitig beeinflussen und die wirkenden Widerstandskräfte extrem variieren können. Daher war der hier gewählte Ansatz diese Kraft immer für beide Partikel direkt zu bestimmen sicher sinnvoll und notwendig. Zum anderen wirft die Betrachtung dieses gegenseitigen Einflusses die Frage auf, was nun passiert, wenn ein drittes Partikel sich in diesem Gebiet aufhält. Bei den hier vorgestellten Vorsimulationen wurde diese Kraft auf ein drittes Partikel nicht untersucht. Trotzdem zeigt Abb. A.56, dass es absolut notwendig ist, die Kraft auch für mehr als zwei Partikel zu berücksichtigen. Dies könnte vielleicht durch weitere Simulationen der Umströmung mit drei oder mehr Partikeln erfasst werden.

Um trotzdem bei den späteren Simulationen mit dem erweiterten Partikelmodell den Einfluss vieler Partikel auf ein weiteres Partikel berechnen zu können, wurde die Annahme gemacht, dass zunächst alle Widerstandskräfte für die Umströmung aller im Zeitschritt vorhandenen Partikelpaare aus der voraus berechneten Tabelle ermittelt werden können. Anschließend wird für jedes Partikel aus den bestimmten Widerstandskräften der Paarungen ein Mittelwert ermittelt, der als Kraft verwendet wird. Unter der Betrachtung von Abb. A.56 wirkt dieser Ansatz jedoch sehr vereinfacht, da nicht der gesamte Einfluss von mehr als zwei Partikeln voll erfasst wird. Trotzdem wurde hier vermutet, dass durch die Bildung des Mittelwertes aus den bestimmten Widerstandskräften der Partikelpaarungen diese Abweichungen vernachlässigbar klein sind. Eine Überprüfung dieser Vereinfachung war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Auch die Erweiterung der Vorsimulation um weitere Fälle mit mehr als zwei Partikeln wäre vom Berechnungsaufwand nicht ohne weiteres möglich, da die relative Position von drei Partikeln zueinander variiert werden müsste. Hierzu sollten aber zukünftig weitere Untersuchungen folgen.

Bei diesen Simulationen wurden auch direkt die Kräfte und Drehmomente auf die Partikel bestimmt. Diese wurden dann zunächst in Textdateien abgespeichert. Anschließend konnten diese Dateien in einer Datenbank (MySQL, Oracle Corporation, USA) zusammengefasst werden, so dass ausgesuchte Daten über SQL-Befehle aus dieser Datenbank ausgelesen und in ein Auswertungsprogramm übernommen werden konnten. Auch für die zuvor gezeigten Beispiele können solche Diagramme gezeigt werden, wie sie in den Abb. A.57 bis A.61 gezeigt werden. In diesen Diagrammen wird die Kraft auf das Partikel x_1 in x - (siehe Abb. A.57),

in z -Richtung (siehe Abb.A.58) und auf das Partikel x_2 in z -Richtung (siehe Abb. A.59) gezeigt. Dabei ist in den Diagrammen die genannte Kraft in Abhängigkeit des Winkels θ und des relativen Partikelabstands a_{12} (dargestellt durch die verschiedenen Farben) aufgetragen.

Die Kraftverläufe in den Diagrammen des kleinen Partikel zeigen solche Verläufe, wie sie auch aus der Betrachtung der Konturdiagramme zu erwarten gewesen wären. Dies kann dadurch erklärt werden, dass bei diesem Durchmesser Verhältnis das kleine Partikel x_1 im Vergleich zu x_2 so klein ist, dass dessen Umströmung keinen Einfluss auf die Umströmung des großen Partikels hat. Außerdem sind auch die Verläufe in diesen Diagrammen zwischen den unterschiedlichen Abständen a_{12} sehr ähnlich und unterscheiden sich meist nur in der maximal wirkenden Kraft. Dabei ist in den beiden Diagramm (Abb. A.57 und A.58) immer der Bereich großer Winkel von besonderem Interesse, in dem auch die Konturdiagramme der Strömung einen Bereich aufzeigen, in dem die Strömung in Richtung des zweiten Partikel x_2 gezeigt hat. In diesem Bereich wird die Strömungswiderstandskraft in x -Richtung negativ und zeigt somit entgegengesetzt zur Hauptströmungsrichtung. Das Partikel wird hier gegen das zweite Partikel x_2 gedrückt und es kann zu einer Agglomeration oder einer Stabilisierung des Agglomerats kommen.

Auch die Strömungswiderstandskraft auf das Partikel x_2 zeigt ein interessantes Verhalten in z -Richtung, in der eigentlich keine Kraftkomponente erwartet wurde. Allerdings kommt es bedingt durch die Grenzschicht der Partikelumströmung von x_1 zu kleinen Abweichungen, die stark von dessen Position abhängen. Dabei ist in großen Positionsbereichen zwischen den Partikeln die Kraft positiv und zeigt in Richtung x_1 . Dies kann dadurch erklärt werden, dass in diesem Bereich die Strömungsgeschwindigkeit den Partikeloberflächen folgen muss. Hierdurch nimmt die Strömungsgeschwindigkeit zwischen den Partikeln zu, was aber nach der Bernoulli-Gleichung zu einem geringen Druck zwischen beiden Partikeln führt, der diese Kraft hervorruft. Dies ändert sich ab einem Winkel von ungefähr 90° , wo es bei geringen Abständen a_{12} zu einem negativen Kraftminimum kommt. Diese Kraft würde beide Partikel aufeinander zu bewegen lassen. In diesem Fall bewegt sich die Strömung senkrecht auf das Partikelpaar zu, das aufgrund der Kugelkrümmungen einen Engpass für die Strömung bildet. In diesem Engpass wird die Strömung stark abgebremst und es entsteht ein größerer Druck, der diese Kraft erzeugt. Daher ist dieses negative Minimum auch am größten für Partikel im kleinsten Abstand $a_{12} = 0 \mu\text{m}$.

Zudem können auch die Diagramme der Kräfte bei einem Durchmesser Verhältnis $x_1/x_2 = 1/50$ verglichen werden mit den Diagrammen bei $x_1/x_2 = 50/50$, die in den Abb. A.60 und A.61 gezeigt sind. Da bei diesem Verhältnis beide Partikel gleich groß sind, beeinflussen sich die Partikel sehr stark gegenseitig und die Diagramme unterscheiden sich von denen der zuvor besprochenen. Dieser Unterschied fällt vor allem bei der Betrachtung der Kraft in z -Richtung auf das große Partikel auf. Durch die immer größer werdenden Partikel erhöhen sich in diesem Diagramm gerade die negativen Minima bei $\theta = 90^\circ$. Dadurch sind nun alle Verläufe der unterschiedlichen Abstände a_{12} in Abhängigkeit des Winkels θ einander sehr ähnlich. Bei dem Durchmesser Verhältnis $x_1/x_2 = 1/50$ war diese Ähnlichkeit zwischen den verschiedenen Verläufen nicht zu erkennen.

Solche Diagramme wurden für viele verschiedene Partikelgeometrien und Anströmungsgeschwindigkeiten gezeichnet. Zunächst sollte durch diese Diagramme eine Funktion zur Beschreibung der Kräfte gefunden werden. Dabei hat sich jedoch recht früh gezeigt, dass solche Funktionen eine sehr komplexe Form aufweisen müssen um die Verläufe in Abhängigkeit von Winkel oder Abstand a_{12} richtig zu zeigen. Daher konnte diese Methode zur weiteren Verarbeitung der Kräfte der Umströmung nicht weiter betrachtet werden.

Stattdessen wurde aus der Datenbank der gespeicherten Werte eine Tabelle exportiert, die die mit dieser Simulation berechneten Werte wiedergibt. Tritt nun während den Simulationen der Fall ein, dass mehrere Partikel in direkter Nähe positioniert sind, so bestimmt der Löser zunächst die Anströmung und damit auch die relative Geometrie der Partikel. Anschließend sucht der Löser in der hinterlegten Tabelle nach den entsprechenden Kräften und übergibt diese an die Partikel zur Berechnung der Gesamtkraft. Da bei dieser hier vorgestellten Vorsimulation der Kräfte nur wenige Stützstellen für den Partikelabstand verwendet wurden, wurden bei der Entnahme der Tabellenwerte immer zwei Kräftewerte entnommen, bei einem größeren und einem kleineren Abstand. Anschließend wurde die gesuchte Kraft aus einer linearen Interpolation aus diesen beiden Werten berechnet. Durch diesen sehr einfachen Ansatz kann sehr schnell und effektiv die gesuchte Kraft, die auf die Partikel wirkt, bestimmt werden. Eine weitere Möglichkeit ist sicherlich die Berechnung der Kraft über eine mehrdimensionale Spline-Interpolation der tabellierten Werte. Dieser komplizierte Ansatz würde einen höheren Rechenaufwand bedeuten, würde aber auch die verschiedenen Kraftverläufe besser abbilden. Aufgrund der komplexeren Rechenmethode wurde dieser Ansatz in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt. Es sollte aber ohne weiteres möglich sein, das erweiterte Partikelmodell mit diesem Interpolationsverfahren zu verfeinern.

Da die hier berechneten Fluidkräfte durch die Umströmung der Partikel hervorgerufen werden, musste bei den hier gezeigten Berechnung der Partikelumströmung sichergestellt werden, dass diese korrekt aufgelöst wurde. Hierzu wurde im Löser ein laminares Turbulenzmodell verwendet, das eine realitätsnahe Ausbildung einer Grenzschicht gewährleistet, wenn die Netzzellen an den Partikelwänden klein gewählt wurden. Dies wurde bei der automatischen Vernetzung der Partikelgeometrien berücksichtigt. Anschließend wurde eine Kontrollsimulation an einer ausgewählten Partikelgeometrie durchgeführt, bei der ein verfeinertes Netz betrachtet wurde. Bei dieser Simulation konnte keine Abweichung der Fluidkräfte auf die Partikel festgestellt werden, so dass die laminare Berechnung im verwendeten Geometrienetz eine korrekte Umströmung bestimmt.

Bei der Betrachtung der Umströmung haben die untersuchten Partikel keine Relativbewegung zueinander. Dies ist aber sicher bei der Betrachtung von wahren Partikeln in der Realität sehr selten. Da diese Relativbewegung hier nicht untersucht wurde, musste deren Einfluss auf das Ergebnis bestimmt werden, um diesen bei weiteren Berechnungen berücksichtigen zu können. Um den Einfluss der Relativbewegung untersuchen zu können, wurden weitere Simulationen durchgeführt, in denen die Partikel eine Relativbewegung ausführen. Dazu wurde das Partikel x_2 erneut an einer festen Position fixiert. Anschließend wurde das Partikel x_1 in eine rotierende und transversale Bewegung versetzt.

Zunächst wurde hier die Rotation als mögliche Relativbewegung untersucht. Bei der Simulation wurden vom Löser erneut Konturbilder erzeugt, die die Bewegung des Partikel x_1 und die Fluidgeschwindigkeit zeigen. Diese Bilder wurden dann in Videos konvertiert, so dass auch die Bewegung der Partikel beobachtet werden konnten. Die Videos mit dem Namen „Umstroem_Rotation_1m-s“ zeigen die Rotation eines Partikels mit einer Betragsgeschwindigkeit von $v = 1 \text{ m s}^{-1}$, das Video „Umstroem_Rotation_4m-s“ mit $v = 4 \text{ m s}^{-1}$ und „Umstroem_Rotation_8m-s“ mit $v = 8 \text{ m s}^{-1}$. Die Anströmung der beiden Partikel beträgt $u = 8 \text{ m s}^{-1}$ und das Durchmesser Verhältnis $x_1/x_2 = 5/50$. Bei der Betrachtung zeigt sich die Umströmung der Partikel so, wie sie erwartet wurde.

Da nun aber durch die Relativbewegung eine Änderung der Widerstandskraft durch das Fluid erwartet wird, ist es notwendig, diese Kraft genauer zu betrachten. Um dies tun zu können, wurden während der Simulation durch eine Journal-Datei in jedem Zeitschritt die auf das bewegte Partikel wirkenden Kräfte in einer Textdatei gespeichert. Die Datei wurde nach den Berechnungen so reduziert, dass nur die Kräfte in 2° -Schritten in eine Tabellendatei abgespeichert wurden. Da das Partikel sich auf dem ersten Teil seiner Bewegung um die Kugel zunächst mit der Strömung, auf dem zweiten Teil gegen die Strömung bewegt, wurden dann auch diese Krafttabellen entsprechend den beiden relativen Bewegungsrichtungen geteilt.

Anschließend wurden die wirkenden Kräfte aus dem bisherigen Koordinatensystem umgerechnet in eine Kraftkomponente parallel zur Rotationsbewegung (im Folgenden als tangentielle Kraft F_t bezeichnet) und eine senkrechte Kraftkomponente die auf das Partikel x_2 zeigt (im Folgenden F_n). Beide Kraftkomponenten können mit der Kenntnis des betrachteten Winkels θ berechnet werden über:

$$\begin{aligned} F_n &= -F_x \cos(\theta) - F_z \sin(\theta) \\ F_t &= F_x \sin(\theta) - F_z \cos(\theta) \end{aligned}$$

Durch die Rechnung kann die Wirkung der Fluidwiderstandskraft aus der Relativbewegung leichter berechnet werden. Anschließend wurden diese Kräfte in einem Diagramm dargestellt, wie es in Abb. 4.37 für die Kraft F_n und in Abb. 4.38 für die Kraft F_t gezeigt wird.

Zusätzlich zu den bestimmten Kräften wurden in diese Diagramme auch die Kräfte der statischen Simulation ohne Relativbewegung eingetragen. Um diese Werte zu ermitteln, wurden die erzeugten Tabellen in den Löser geladen und die entsprechenden Werte durch den Löser zu jedem Zeitpunkt der Simulation bestimmt. Anschließend wurden die Werte als grüne Datenpunkte in das Diagramm eingetragen.

Bei der Darstellung der Kraftkomponente F_n , die immer senkrecht zur Bewegungsrichtung auf die Drehachse zeigt, ist zu erkennen, dass die Kräfte bei der Bewegungsrichtung mit als auch gegen die Strömung sehr ähnlich sind. Da beide Verläufe sehr ähnlich sind, kann die Eigenbewegung des Partikels relativ zur Strömung für diese Kraftkomponente vernachlässigt werden. Dies wurde erwartet, denn die Widerstandskraft der Strömung F_n wirkt nur in Richtung der Relativgeschwindigkeit zwischen Partikel und Fluid und zeigt aufgrund der Kreisbahn des Partikels nicht in diese Richtung. Daher ist kein größerer Einfluss der Bewegungsrichtung zu erkennen. Bei großen Winkeln wird diese Kraftkomponente dann negativ, da die Strömung gegen den Richtungsvektor der Kraftkomponente zeigt.

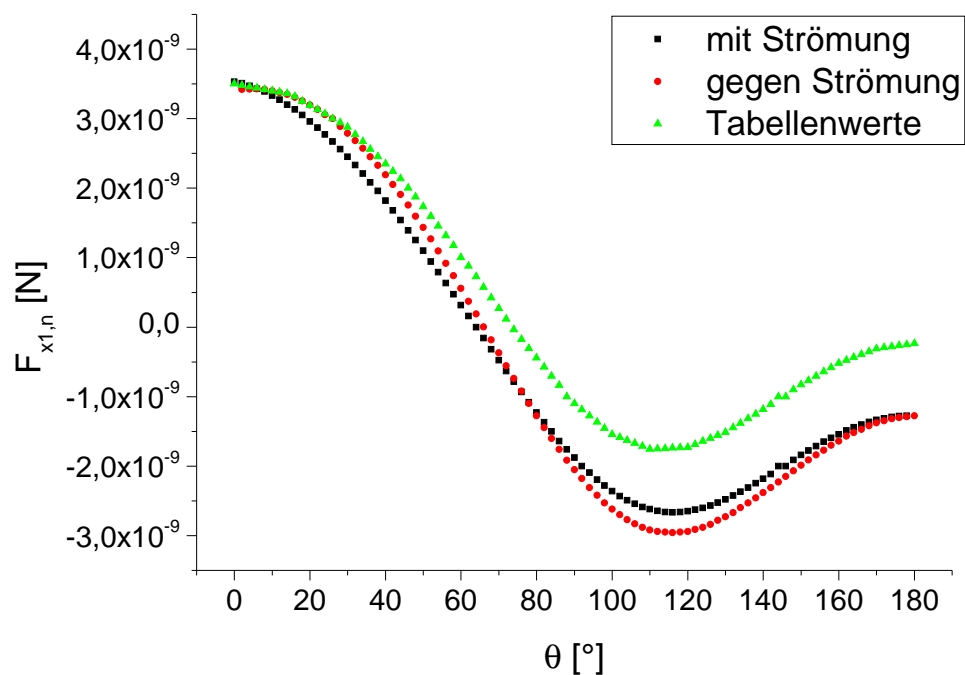


Abbildung 4.37: Abhängigkeit der Kraftkomponente F_n des Partikels x_1 , das um das Partikel x_2 rotiert, vom Rotationswinkel θ . Diese Kraftkomponente zeigt auf die Rotationsachse des Partikels, die durch Partikel x_2 verläuft. Somit steht diese senkrecht auf der Bewegungsrichtung des Partikels. Die Bewegung des Partikels hat keinen größeren Einfluss auf diese Kraft. Dadurch zeigen die Kräfte mit (schwarze Datenpunkte) und gegen (rote Datenpunkte) die Strömungsrichtung keine größeren Unterschiede. Außerdem wurden auch die Werte, die für die unbewegten Partikel bestimmt wurden, aus der statistischen Simulation eingetragen (grüne Datenpunkte). Das Partikel rotiert mit $v = 8 \text{ m s}^{-1}$.

Die Abweichung zu den Werten, die bei der statischen Rechnung bestimmt wurden, sind bei kleinen Winkeln sehr gering. Für größer werdende Winkel wird die Abweichung zu diesen tabellierten Werten etwas größer. Hier scheint die Bewegung des Partikels eine Rolle zu spielen. Um diese Rolle der Bewegung und die daraus resultierende Abweichung besser erklären zu können, kann auch das Konturdiagramm aus den Ergebnissen des unbewegten Partikels weiterhelfen. Dieses Diagramm ist für eine Beispielgeometrie mit einem Durchmesser Verhältnis von $x_1/x_2 = 5/50$ in Abb. A.62 gezeigt.

Der Vergleich mit dem Video zeigt, dass das bewegte Partikel durch seine Bewegung um x_2 auch eine Umströmung erfährt und so auch eine Grenzschichtströmung ausbildet, bei der es auch zu einem Strömungsabriss kommt. Diese Umströmung hat bei kleinen Winkeln keinen großen Einfluss, da hier die Hauptströmung sehr groß ist. Jedoch wird diese Strömung bei großen Winkeln durch die Umströmung von x_2 kleiner. Dadurch wird die Umströmung von x_1 entscheidend und beeinflusst auch das Gebiet des Strömungsabrisse von x_2 . So ist im Video eindeutig zu erkennen, wie sich innerhalb dieses Gebietes die Fluidgeschwindigkeit ändert bei Durchtritt des Partikels. Dies ist im Fall des nicht bewegten Partikels nicht zu erkennen. Diese durch die Bewegung hervorgerufene Änderung der Umströmung von x_2 kann die Abweichung in der Kraftkomponente F_n hervorrufen.

Dieser Effekt kann dann noch durch die Berechnungsqualität der Simulationsergebnisse verstärkt werden. Im Fall der nicht stationären Rechnung mit der relativen Partikelbewegung kann zur Berechnung der Strömung innerhalb eines Zeitschrittes nur eine bestimmte Menge an Iterationsschritten berechnet werden, da sonst der Rechenaufwand für eine Simulation zu groß wäre. Dadurch sind die berechneten Lösungen der Strömungsbewegung meist nicht so konvergent, wie sie es bei den stationären Lösungen waren. Dies wiederum kann zu einer weiteren Abweichung zwischen den Simulationen und den Tabellenwerten führen.

Insgesamt ist die betrachtete Abweichung $\Delta F_n = 1 \times 10^{-9}$ N aber relativ gering. Zusätzlich ist sie aufgrund der Winkel-, Strömungs- und Geschwindigkeitsabhängigkeit schwer mathematisch zu beschreiben und damit in späteren Simulationen zu berücksichtigen. Daher wurde diese Differenz in der Kraftkomponente nicht weiter untersucht und für das Umströmungsmodell nicht berücksichtigt.

Außerdem wurde auch die zu F_n senkrechte Kraftkomponente F_t betrachtet, die in Richtung der Partikelbewegung zeigt. Bei dieser Betrachtung ergab sich der Kraftverlauf, wie er in Abb. 4.38 gezeigt wird.

Auch bei dieser Kraftkomponente weisen beide Bewegungsrichtungen mit der Strömung (schwarze Datenpunkte) und gegen die Strömung (rote Datenpunkte) einen sehr ähnlichen Verlauf auf. Doch hier scheinen beide Ergebnisse um einen konstanten Wert zueinander verschoben zu sein. Die Bewegungsrichtung hat auf F_t also einen direkten Einfluss.

Zusätzlich wurden auch hier die tabellierten Werte der stationären Simulation eingetragen (grüne Datenpunkte). Auch diese Daten zeigen einen ähnlichen Verlauf wie die beiden Datensätze der instationären Simulation des bewegten Partikels. Dabei scheinen diese Daten genau in der Mitte zwischen diesen Ergebnissen zu liegen. Um diesen Sachverhalt besser erfassen zu können, wurde der Betrag der Differenz zwischen den instationären Simulationen und den tabellierten Werten gebildet. Dabei hat sich gezeigt, dass diese Differenz im statistischen Mittel bei der Bewegung mit der Strömung einen Wert von $\bar{F}_{t,\text{mit}} = (8,3 \pm 0,3) \times 10^{-9}$ N und gegen die Strömung $\bar{F}_{t,\text{gegen}} = (1,05 \pm 0,09) \times 10^{-8}$ N aufweist. Diese Werte sind statistisch im Rahmen der Fehlerangaben gleich, so dass hiermit die Betrachtung aus dem Diagramm bestätigt wird. Um diese berechnete Abweichung für die folgenden Simulationen charakterisieren zu können, wurde der Ursprung dieser Differenz untersucht.

Bei der Bewegung eines Partikels in einem Fluid wirkt auf das Fluid nur die Strömungswiderstandskraft, wie sie durch das Newton'sche Reibungsgesetz bestimmt wird (siehe Kapitel 2.5.1). Diese Kraft kann aus der Differenzgeschwindigkeit zwischen Partikel und Fluid berechnet werden nach Gl. 2.64. Um diese Kraft im Folgenden vereinfachen zu können, wurde die Annahme gemacht, dass der Strömungswiderstandskoeffizient C_D nicht direkt abhängig ist von der Strömungsgeschwindigkeit. Diese Annahme kann getroffen werden, wenn $Re > 1$. Anschließend wurden alle strömungsunabhängigen Werte in einer Konstanten c zusammengefasst, so dass sich nun die Widerstandskraft in vereinfachter Form ergibt als:

$$F_S = c v_R^2$$

Nun kann diese Kraft umgestellt werden, so dass sich aus der wirkenden Widerstandskraft die Relativgeschwindigkeit bestimmen lässt:

$$v_R = \sqrt{\frac{F_S}{c}} \quad (4.3)$$

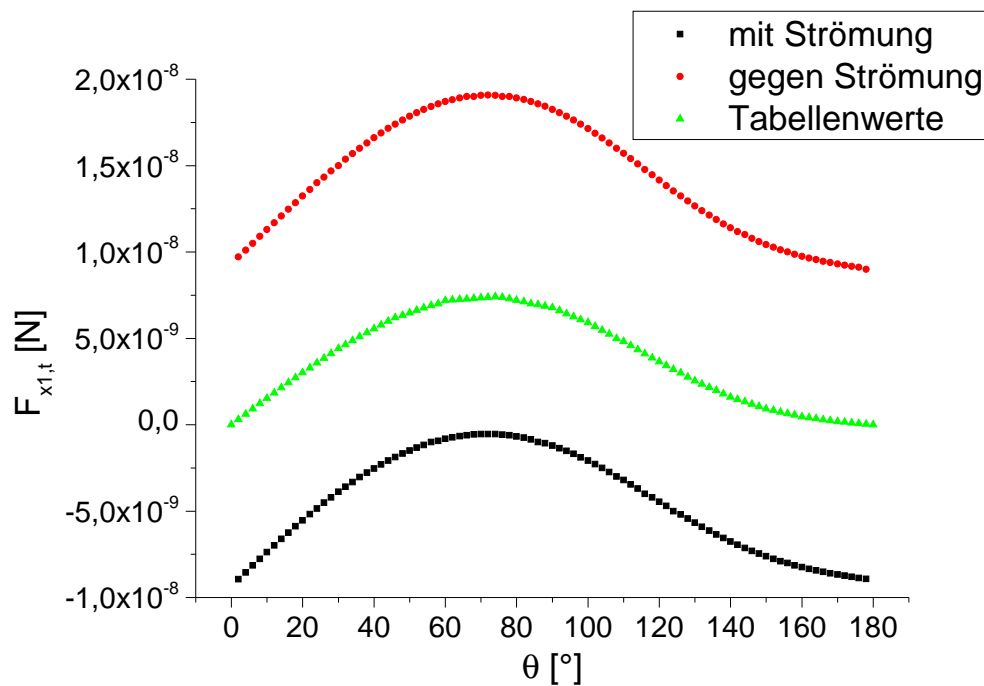


Abbildung 4.38: Tangentiale Kraftkomponente F_t in Abhängigkeit des Winkels θ für das rotierende Partikel x_1 . Sie zeigt in Richtung der Bewegungsrichtung des Partikels. Diese Kraftkomponente zeigt einen großen Unterschied zwischen den beiden Bewegungsrichtungen mit der Strömung (schwarze Datenpunkte) und gegen die Strömung (rote Datenpunkte). Der Unterschied zwischen beiden Verläufen wird nur durch eine Differenz verursacht, die für alle Winkel konstant ist. Die grünen Datenpunkte zeigen die Werte, die für das unbewegte Partikel bestimmt wurden (Tabellenwerte). Sie liegen zwischen den Ergebnissen beider Bewegungsrichtungen.

Tabelle 4.9: Ergebnisse der Bestimmung der Relativgeschwindigkeiten, die mit Gl. 4.3 aus den Differenzen der Kraftkomponenten F_t berechnet werden. Die linke Spalte zeigt die definierte Rotationsgeschwindigkeit des Partikels x_2 , die mittlere Spalte die errechnete Relativgeschwindigkeit bei der Partikelbewegung mit und die rechte Spalte gegen die Fluidströmung.

v m s^{-1}	$v_{R,\text{mit}}$ m s^{-1}	$v_{R,\text{gegen}}$ m s^{-1}
1	$(0,81 \pm 0,22)$	$(1,27 \pm 0,22)$
4	$(3,96 \pm 0,08)$	$(4,51 \pm 0,27)$
8	$(7,72 \pm 0,17)$	$(8,7 \pm 0,4)$

Da für das simulierte Partikel alle Größen zur Bestimmung der Konstanten c bekannt sind, kann aus den berechneten Differenzen der Kraftkomponente F_t die Geschwindigkeit berechnet werden, mit der sich das Partikel in einem ruhenden Fluid bewegen müsste, um die gleiche Kraft zu erfahren. Dazu wurde nach der Berechnung von c für jede berechnete Kraftdifferenz die nötige Geschwindigkeit v_R berechnet. Anschließend konnte das statistische Mittel bestimmt werden auf eine Relativgeschwindigkeit von $v_{R,\text{mit}} = (7,72 \pm 0,17) \text{ m s}^{-1}$ im Fall der Bewegung mit der Strömung und $v_{R,\text{gegen}} = (8,7 \pm 0,4) \text{ m s}^{-1}$ gegen die Strömung. Dies entspricht der Geschwindigkeit der Relativbewegung des Partikels in dieser Richtung von 8 m s^{-1} .

Diese Berechnung wurde dann für die Rotationsbewegungen des Partikels x_1 mit einer Geschwindigkeit von $v = 1 \text{ m s}^{-1}$ und $v = 4 \text{ m s}^{-1}$ durchgeführt. Dabei konnten die Relativgeschwindigkeiten berechnet werden (siehe Tab. 4.9).

Die Tabelle zeigt einen direkten Zusammenhang zwischen der Rotationsgeschwindigkeit des Partikels und den berechneten Relativgeschwindigkeiten. So liegen diese immer etwas ober- und unterhalb der definierten Rotationsgeschwindigkeit, so dass im Mittel beider Bewegungsrichtungen die Geschwindigkeiten gleich den Partikelgeschwindigkeiten sind. Somit hat die gezeigte Differenz der Kraftkomponente F_t ihre Ursache in der Strömungswiderstandskraft der Relativbewegung des Partikels. Dadurch kann die Aussage getroffen werden, dass mit Kenntnis der Relativgeschwindigkeit des zweiten Partikels und dessen resultierender Widerstandskraft die nötige Kraftdifferenz berechnet werden kann.

Somit konnte nun das Modell so erweitert werden, dass es möglich ist, die Widerstandskraft für zwei Partikel zu bestimmen, die in direkter Nähe zueinander sind. Hierzu bestimmt der Löser zunächst die Relativgeschwindigkeit zwischen den beiden Partikeln v_R und die Relativgeschwindigkeit des Partikels x_2 zur Strömung u . Zudem benötigt er die relative Position der Partikel zueinander, mit deren Hilfe er die entsprechende Kraft aus der Tabelle entnimmt. Anschließend bestimmt der Löser die Widerstandskraft der Relativbewegung mit v_R und addiert diese Kraft zur bestimmten Widerstandskraft des bewegten Partikels in entgegen gesetzter Richtung der Relativbewegung.

Um diese Modellannahme überprüfen zu können, wurde eine weitere Simulation durchgeführt, bei der das Partikel in einer gleichförmigen Bewegung gehalten wurde. Zu dieser Bewegung wurden auch Konturdiagramme erstellt, die in dem Video „Umstroem_Translation_4m-s“ abgespeichert wurden, indem die Partikelbewegung in Strömungsrichtung beobachtet werden kann. Zusätzlich wurde eine weitere Simulation durchgeführt, innerhalb der sich das Partikel gegen die Strömungsrichtung bewegt. Während dieser Simulationen wurden erneut die wirkenden Widerstandskräfte exportiert, so dass diese mit denen des hier vorgestellten Modells verglichen werden konnten.

Zudem wurden dabei die Kräfte berechnet, die durch die stationäre Lösung bestimmt und in der Umströmungstabelle abgelegt wurden, so wie die anschließend um die Relativbewegung korrigierten Kräfte. Auch hier wurden die Kräfte in normale (siehe Abb. A.63) und tangentielle Kraftkomponenten (siehe Abb. A.64) zerlegt und in Abhängigkeit des Winkels θ dargestellt. Zudem wurden in diesen Abb. die tabellierten Werte der Vorsimulation und deren korrigierte Werte dargestellt, die durch die vorgestellte Berechnung der Widerstandskraft aus der Relativgeschwindigkeit v_R korrigiert wurden. Dabei zeigt sich, dass die so korrigierten Werte schon sehr gut den simulierten Werten entsprechen.

4.2.3 Simulation der Dispersion von einer Pulverschüttung

Nach der Simulation des virtuellen Impaktors und dessen Einfluss auf die Messdaten des optischen Partikelzählers (Kap. A.4.2), war es möglich sowohl das strömungsmechanische Verhalten als auch die Sammeleffizi-

enz für jede mögliche Strömung im Windkanal vorhersagen zu können. Dadurch konnte auf die Betrachtung des virtuellen Impaktors an dieser Stelle verzichtet und nur noch ein kleiner Bereich der Messzelle berechnet werden. In diesem Teil der Messzelle wurde anschließend bei der Gittererstellung ein Kegelstumpf eingefügt, der einen Teil der Schüttung wiedergeben sollte, so dass hierdurch nur eine geringe Anzahl an Partikeln gesetzt werden musste. Danach konnten die eigentlichen Partikel, deren Dynamik nun näher betrachtet werden soll, in einem Kegel als Fortsetzung des Stumpfes fortgesetzt werden. Dabei wurde die Partikeldichte kleiner gehalten, als sie in realen Partikelschüttungen vorkommt.

Anschließend wurden diese Partikel durch die eingeschaltete Gravitationskraft zur Setzung in einer Schüttung gebracht. Dabei wurden Bilder der Partikeldynamik aufgenommen, die den Setzprozess zeigen. Bei der Betrachtung dieses Videos mit dem Namen „Dispersion_Setzvorgang_Vorberechnung“ ist zunächst in den ersten Bildern die gesetzte Form der Partikelkegel zu erkennen. Die Farbe der dargestellten Partikel zeigt in diesen Bildern deren Geschwindigkeit. Die Partikel weisen zu Beginn eine Geschwindigkeit von $v = 0 \text{ m s}^{-1}$ auf und werden dann nach dem Start durch die eingeschaltete Gravitation beschleunigt. Sie bewegen sich in negativer y -Richtung auf den Kegelstumpf zu. Dort angekommen, haben die Partikel eine Geschwindigkeit von $v = 0,035 \text{ m s}^{-1}$ erreicht. Da es zwischen den Partikeln und der Wandoberfläche zu einem Kontakt kommt, den der Löser als solchen detektiert hat, berechnet er über das Feder/Dämpfer-Modell eine entsprechende Stoßkraft auf das Partikel. Da hier der Dämpfer über den kleinen Stoßfaktor sehr groß gewählt wurde, dissipiert das Partikel beim Wandkontakt viel kinetische Energie und hat nach dem Stoß eine sehr geringe Geschwindigkeit. Durch die nachkommenden Partikel stößt das Partikel fast sofort wieder mit dem Kegelstumpf und bleibt anschließend auf dessen Oberfläche liegen. Auch alle folgenden Partikel stoßen auf diese Weise mit dem Kegelstumpf oder anderen Partikeln, so dass sie ihre Geschwindigkeit verlieren und in einem Pulverbett zur Ruhe kommen. Durch die zugeschaltete Partikelreibung kommt es am Randgebiet des Pulverbetts zur Ausbildung eines Schüttungswinkels, da es dort durch die Gravitationskraft zu Scherkräften kommt, die nur durch die Reibung der Partikel reduziert werden. Dabei stellt sich der Schüttwinkel ein, der sich durch den Haftreibungskoeffizienten ergeben würde.

Während des Aufbaus der Schüttung fallen weitere Partikel auf die Schüttung, die durch die Gravitation immer stärker beschleunigt werden und an Geschwindigkeit gewinnen. Da das Fluid, das die Partikel ja in dieser Rechnung umgibt, aber ruht, wird durch die höhere Geschwindigkeit der Partikel auch die Relativgeschwindigkeit zwischen Partikeln und Fluid immer größer. Hierdurch erhöht sich nach Gl. 2.64 die Strömungswiderstandskraft, die der Beschleunigung entgegen wirkt, bis sich ein Gleichgewicht zwischen beiden Kräften einstellt. Dann haben die Partikel einen gleichförmigen Bewegungszustand und somit eine konstante Geschwindigkeit von $v = 0,5 \text{ m s}^{-1}$ erreicht. Nach einer Zeit von $t = 0,05 \text{ s}$ haben die Partikel anschließend alle die Schüttung erreicht.

Zu diesem Zeitpunkt fällt auf, dass bereits die ersten Partikel die Schüttung verlassen. Die Ursache hierfür war die zunächst zu hoch gewählte Strömungsgeschwindigkeit während des Setzprozesses. Um diese unerwünschte Bewegung stoppen zu können, so dass die Partikel ihre endgültige Ruhelage einnehmen können, wurde die Simulation gestoppt und mit einer geringen Fluidgeschwindigkeit weiter berechnet. Durch die zuvor erhöhte Fluidgeschwindigkeit haben einige Partikel eine höhere Geschwindigkeit, die nur sehr langsam abgebremst worden wäre. Daher wurden diese anhand eines Geschwindigkeitsfilters aus der Berechnung entnommen. Der zweite Setzprozess wird im Video „Dispersion_Setzvorgang_Vorberechnung_Fluss0.005mps“ gezeigt.

Am Ende dieser Vorberechnung hat sich eine beruhigte Schüttung eingestellt. Innerhalb der Schüttung befinden sich alle Partikel in ihrer Ruhelage, so dass mit der eigentlichen Berechnung der Partikeldynamik begonnen werden konnte. Hierzu wurde zunächst die Partikeldispersion bei einer Fluidgeschwindigkeit von $u = 5 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1} \approx 0 \text{ m s}^{-1}$ betrachtet. Hierbei wurde ein Video unter dem Namen „Dispersion_FarbeGeschwindigkeit_Fluss0-005mps“ erstellt. Dieses Video zeigt die Partikel erneut mit ihrem simulierten Durchmesser und über ihre Geschwindigkeit eingefärbt. Während der gesamten Aufnahmen ist nicht zu erkennen, dass ein Partikel von der Schüttung dispergiert. Die Partikel verharren in diesem Video weiter in ihrer Ruhelage, wie es für so eine geringe Fluidgeschwindigkeit natürlich erwartet wurde. Denn durch die so geringe Geschwindigkeit wirken keine Kräfte durch die Fluidbewegung auf die Partikel. Zudem ist in dem Video auch der Popkorn-Effekt verschwunden und keines der Partikel kommt aus der Schüttung hervor. Damit hat sich gezeigt, dass durch die Wahl des verbesserten Löses auch dieses Problem behoben werden konnte.

Die während des Setzprozesses zuvor aus der Schüttung gepoppten Partikel beginnen aufgrund der Anziehungskraft und der Widerstandskraft der Strömung ihre Bewegung abzubremsen. Anschließend bewegen sie sich wieder auf die Schüttung zu, wo sie dann nach einem Stoß mit den Partikeln in der Schüttung zur

Ruhe kommen. Durch diesen Stoß werden die Stoßpartner in der Schüttung für eine kurze Zeit auch in Bewegung versetzt. Dies kann bei genauer Betrachtung der stoßenden Partikel auch beobachtet werden. Die Bewegung wird zum einen in tangentialer Richtung der Schüttung durch die Reibungskraft abgebremst, so dass hier diese Kraft für eine Stabilisierung der Schüttung sorgt. Zudem entstehen auch zur Schüttungsoberfläche normale Stoßkräfte, die die bereits auf der Schüttung ruhenden Partikel aus der Schüttung geschlagen hätten. Um dies weiterhin zu verhindern, wurde während dieser Simulation die Dämpfung relativ groß gelassen durch eine kleine Wahl des Stoßkoeffizienten $k = 0,1$. Ein solcher Stoß wird auch in den Bildern A.69 gezeigt.

Anschließend wurde die Fluidgeschwindigkeit erhöht. Da die bei den Experimenten durchgeführte langsame Anhebung der Strömungsgeschwindigkeit nur mit einem riesigen Rechen- und damit Zeitaufwand möglich gewesen wäre, wurde hier die Strömungsgeschwindigkeit schrittweise erhöht. Zunächst wurde eine Strömungsgeschwindigkeit von $u = 2 \text{ m s}^{-1}$ am Strömungseinlass betrachtet, was einer Volumenströmung von $q_V = 69,121 \text{ min}^{-1}$ entspricht. Die nach dieser Erhöhung der Fluidgeschwindigkeit zu beobachtende Partikeldynamik wurde in einem Video mit dem Namen „Dispersion_FarbeGeschwindigkeit_Fluss2mps“ abgespeichert.

Bei der Betrachtung der ersten Bilder dieser Aufnahme ist zu beobachten, dass eine größere Anzahl von Partikeln die Schüttung verlässt. Ein Vergleich dieser höheren Partikelanzahl mit dem Ergebnis aus Abb. 4.12 zeigt, dass in der Simulation bei dieser relativ geringen Strömungsgeschwindigkeit im Vergleich zum Experiment viel mehr Partikel dispergiert sind. Hierfür sind verschiedene Ursachen denkbar. Zum einen kann dies dadurch erklärt werden, dass die Partikelkräfte in der Schüttung zu gering waren und die Partikel zu leicht dispergieren. Hier wurden, wie bereits zuvor angesprochen, die Adhäsionskräfte zwischen den Partikeln zu gering berechnet, da zwischen den Partikeln keine Kapillarbrückenkräfte herrschen und die Adhäsionsarbeit zu gering betrachtet wurde. Eine weitere Ursache für diese größere Anzahl an dispergierten Partikel ist sicherlich der sprunghafte Anstieg der Strömung. Durch diese sehr schnelle Änderung der Strömungsgeschwindigkeit kann sich die laminare Grenzschicht auf der Schüttungsoberfläche nicht schnell genug aufbauen. Die Fluidgeschwindigkeit auf der Oberfläche der Schüttung ist vermutlich größer, als bei den durchgeführten Experimenten, weshalb auch die Strömungswiderstandskraft nach Gl. 2.64 größer ist. Durch die größere Kraft dispergiert dann eine größere Partikelanzahl.

Anschließend nimmt im betrachteten Video die Anzahl der dispergierten Partikel ab. Vermutlich bildet sich über der Schüttung langsam die laminare Grenzschicht aus, durch die eine geringere Widerstandskraft auf die Partikel in der Oberfläche wirkt und damit weniger Partikel abheben. Daher kann sicherlich ein Bruchteil der zu Beginn dieses Videos beobachteten großen Anzahl tatsächlich auf den sprunghaften Anstieg der Strömung zurückgeführt werden. Um den Einfluss der zunächst nicht korrekten Grenzschichtströmung bei folgenden Simulationen ausschließen zu können, wäre es wichtig, den korrekten Strömungsverlauf zu simulieren.

Allerdings verlassen auch am Ende des Videos noch relativ viele Partikel die Schüttung, was auf eine unterschätzte Adhäsion hindeutet. Bei einer erneuten Betrachtung der gewählten Simulationsgeometrie zeigen sich weitere Problematiken, die an dieser Stelle noch nicht erwähnt wurden. Zum einen ist zu beobachten, dass durch die Wahl des Kegelstumpfes die Partikel, die auf diesem Stumpf liegen, eine exponierte Lage für die Strömung haben und daher ihre gesamte Querschnittsfläche angeströmt wird. Hierdurch entsteht eine große Widerstandskraft, die gegen die Partikel drückt. Daher kommt es zu dem Effekt, dass genau diese Partikel in der Simulation verstärkt dispergieren. Dies erhöht dann die Partikelanzahl im Vergleich zu den Experimenten, in denen eine solche exponierte Lage in den Bildern der Hochgeschwindigkeitskamera nicht beobachtet wurde. Um diese Problematik zu umgehen, wäre es notwendig gewesen, die gesamte Oberfläche der Schüttung aus Partikeln zu realisieren. Dafür wäre allerdings eine erheblich größere Anzahl an Partikeln notwendig gewesen, die mit der aktuellen Modellerweiterung nicht zu berechnen gewesen wäre.

Ein weiterer Grund für die erheblich höhere Partikeldispersion entsteht durch die Verkleinerung der Strömungsgeometrie. Um den Rechenaufwand auf ein nötiges Minimum zu reduzieren, wurde eine möglichst kleine Geometrie vernetzt und dort die Strömung berechnet. Hierzu wurde der Windkanal in alle Richtungen verkleinert. Durch diese Verkleinerung nimmt die Schüttung im Querschnitt der Messkammer eine zu große Fläche ein. Dadurch kommt es beim sprunghaften Einschalten der Strömung am oberen Teil der Schüttung zu einer Blockierung der Strömung. Diese Blockierung lässt die Strömung auf der Schüttung sich sehr steil nach oben bewegen, so dass sogar kurzzeitig ein problematischer Rückströmungswirbel entsteht. Die steil nach oben strömende Luft konnte eine längere Zeit beobachtet werden. Diese steile Luftströmung und auch der Wirbel entstehen in der experimentellen Anordnung nicht, da zum einen der Querschnitt für die Fluidströmung größer gewählt wurde und die kontinuierliche Strömungsänderung die laminare Strömung nicht

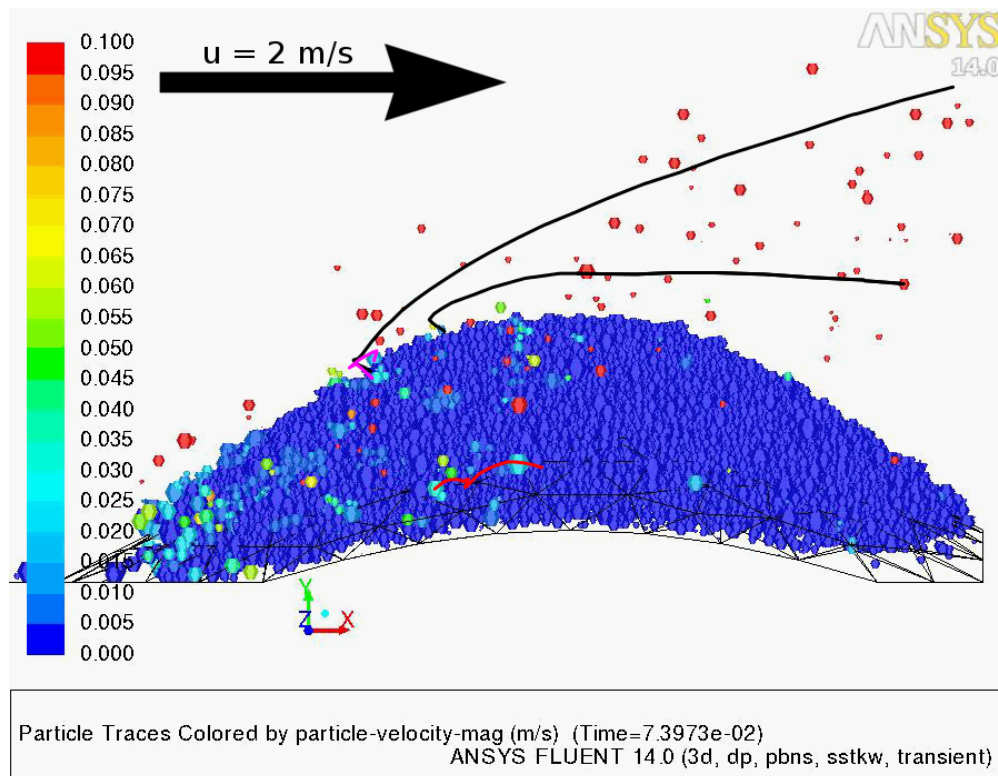


Abbildung 4.39: Trajektorien der Partikel an Hand von vier eingezeichneten Pfaden, die in einem Bildbearbeitungsprogramm durch Nachverfolgen der Partikelposition extrahiert wurden. Zu Beginn der Dispersion heben die Partikel (schwarze Pfade) unerwartet fast senkrecht aus der Schüttung.

so stark beeinflusst. Die so entstandene problematische Strömung weist somit eine andere Richtung auf der Oberfläche der Schüttung auf, als es im Experiment der Fall war, so dass dort die Kräfte auf Partikel in einer anderen Richtung wirken. Hierdurch verändert sich das Dispersionsvermögen, so dass mehr Partikel dispergieren konnten. Um auch diese Problematik ausschließen zu können, wäre es sinnvoll den Windkanal trotz des größeren Aufwandes in seiner vollen Ausdehnung zu betrachten und die Strömung langsam und kontinuierlich zu erhöhen. Um die problematische Strömung besser untersuchen zu können, ist es interessant, die Trajektorien der Partikel zu verfolgen.

Durch die Aufnahme der einzelnen Partikelpositionen zu verschiedenen Zeitpunkten kann auf die Bahn der Partikel zurückgeschlossen werden. Hierzu wurde die Bildsequenz des erzeugten Videos in ein Bildbearbeitungsprogramm (Adobe Photoshop CS5, Adobe Corp., USA) geladen und innerhalb der verschiedenen Bilder die Position von vier Partikeln nachverfolgt. Dadurch war es möglich die Pfade der vier Partikel zu rekonstruieren. Das Ergebnis dieser Betrachtung ist in Abb. 4.39 gezeigt.

Zunächst wurde hier der Pfad von zwei mittelgroßen Partikeln verfolgt, die beide als schwarze Pfade eingezeichnet wurde. Bei diesen ist zu erkennen, wie die Partikel fast senkrecht von der Schüttung abheben. Dabei bewegen sie sich, anders als im Experiment, gegen die eigentliche Hauptströmung im Windkanal, die durch einen Pfeil eingezeichnet wurde. Hier bewegen sich die Partikel vermutlich in der angesprochenen problematischen Strömung, die durch die Blockierung des Messkammerquerschnitts entsteht und sehr steil von der Schüttung weg weist. Die darüber laufende Hauptströmung bremst die Partikel in dieser Richtung ab, so dass die Partikeltrajektorien dann aufgrund der Widerstandskraft eine sehr enge Kurve beschreiben. Nach dieser Kurve bewegen sich beide Partikel fast parallel zur Schüttung mit der Hauptströmung mit, so wie es von den Aufnahmen der Experimente auch zu erwarten gewesen war. So beschreiben auch hier die Partikel eine sehr weit gebogene Kurve.

Zusätzlich können hier weitere Effekte eine Rolle spielen, die diese Bewegungsform hervorrufen können. So wurde bei diesen Berechnung, wie bereits zuvor erläutert, die Strömung sprunghaft erhöht. Dadurch kann sich zu Beginn der Aufnahmen keine laminare Grenzschicht über der Schüttung ausbilden. Deshalb kann zu Beginn der Berechnung eine relative große Widerstandskraft auf die Partikel drücken. Da die Par-

tikel aufgrund des sehr weichen Feder/Dämpfer-Modells eine viel größere Stoßzeit besitzen, werden die Partikel auf der Oberfläche in die Kegelwand oder in die Partikel eingedrückt. Anschließend nimmt die Widerstandskraft aber wieder ab, da sich die laminare Grenzschicht ausbildet. Zu dieser Zeit weisen die Partikel aber noch eine Überlappung auf, da die Stoßzeit größer ist als bei realen Partikeln. Durch diese Überlappung ist die Modellfeder gespannt und kann sich nun langsam entspannen. Da aber keine weiteren Kräfte durch die Strömung auf die Partikel wirken, können diese durch die Stoßkraft der Feder aus der Schüttung heraus beschleunigt werden und dispergieren. Dieser Effekt erhöht dann zum einen die Anzahl der Partikeldispersionen, zum anderen verändert dies aber auch die Bewegungsrichtung kurz nach dem Abheben der Partikel. Diese falsche Stoßbetrachtung ist ein Problem, das nur bei der sprunghaften Änderung der Strömung entstehen würde. Bei einer langsamen und kontinuierlichen Änderung der Strömung bildet sich die laminare Grenzschicht schon aus, wenn die Partikel zuvor nur eine geringe Widerstandskraft erfahren haben.

Zudem dispergieren die Partikel in dieser numerischen Betrachtung schon bei einer sehr geringen Fluidgeschwindigkeit, wie es bei keinem Pulver experimentell beobachtet wurde. Dadurch ist auch die Widerstandskraft geringer, so dass die Partikel schwächer abgebremst werden, als es im Experiment beobachtet werden konnte. Anschließend werden Sie mit der Strömung beschleunigt. Hierdurch kann eine Bewegung gegen die Hauptströmung ausgeprägter sein, als es im Experiment möglich war. Im Experiment hingegen sind die Partikel bei so geringen Geschwindigkeiten nicht dispergiert, so dass eine Bahnverfolgung in diesem Fall gar nicht möglich war.

Zudem wurden die Trajektorien zweier etwas größerer Partikel nachverfolgt, die sich aufgrund der genannten Effekte auch aus der Schüttung gelöst haben. Da diese größeren Partikel aber eine höhere Masse besitzen, sind sie zu schwer, um mit der Hauptströmung transportiert werden zu können. Stattdessen sinken sie nach unten und stoßen dabei erneut mit den Partikeln in der Schüttungsoberfläche. Dabei können sie in die Schüttung versinken, wie es das Partikel in der rosa eingezeichneten Trajektorie macht. Oder aber das Partikel hebt wieder ein Stück von der Schüttung ab und bewegt sich ein weiteres Stück mit der Strömung mit, bevor es erneut absinkt. Ein solches Verhalten zeigt das Partikel der roten Trajektorie in dem gezeigten Bild. Bei einer Betrachtung dieses Partikels in dem Video fällt noch ein weiteres Verhalten auf, das so nicht beobachtet wurde. Das Partikel bewegt sich dort im Video von rechts nach links und damit eigentlich gegen die Hauptströmungsrichtung. Diese Bewegung gegen die Fluidströmung ist in den Experimenten nicht zu beobachten gewesen und hat vermutlich seine Ursache in der Entstehung der problematischen Strömung oder sogar in der Bildung des Rückströmwirbels. Dabei könnte aber auch die größere Partikelmasse die Ursache für eine solche Bewegung sein, da durch diese das Partikel zwar durch die Strömung gerade noch minimal bewegt werden kann, dann aber auch die Schüttung herabrollen kann, bis das Partikel wieder eine Ruhelage findet. Dies kann allerdings ausgeschlossen werden, da der rote Partikelpfad nicht die Schüttung hinab zeigt, sondern parallel auf einer Höhe verläuft. Daher liegt hier die Vermutung nahe, dass diese Bewegung auf die Entstehung einer Rückströmung durch einen Wirbel zurückgeführt werden kann.

In dieser Berechnung wurde zudem auch die Dispersion von Agglomeraten beobachtet, die in der Strömung nach der Dispersion noch eine kurze Zeit stabil waren, um dann anschließend zu deagglomerieren. Somit ist es durch diese erste Simulation schon möglich zu zeigen, dass das Erweiterungsmodell der Partikel so realisiert wurde, dass die Agglomeratbildung und deren Dispersion von einer Schüttung berechnet werden konnte. Daher kann davon ausgegangen werden, dass in dieser Erweiterung bereits die wichtigsten Effekte erfasst werden, die für eine Stabilisierung der Agglomerate verantwortlich sind. Hierzu gehört zum einen die Adhäsionskraft, durch die die Agglomeratbildung erst ermöglicht wird und die Partikel aneinander bindet. Zum anderen muss eine korrekte Umströmung der einzelnen Partikel betrachtet werden, da ansonsten der Löser die ungestörten Kräfte der Strömung berechnen würde, wenn sich die Partikel in direkter Umgebung zueinander befinden. Und zuletzt spielen auch die tangentialen Kräfte zwischen den Partikeln eine Rolle. Sie ermöglichen es, dass das Agglomerat bei einer Anströmung durch eine Scherströmung durch die entstehenden Scherkräfte nicht direkt deagglomeriert, sondern stattdessen zu rotieren beginnt. Für solche Agglomerate, die eine Rotation ausführen können, sind weitaus größere Scherkräfte zur Deagglomeration nötig.

In der Simulation wurde eine Deagglomeration aller entstandenen Agglomerate beobachtet. Dagegen wurde aber im Experiment auch bei größeren Fluidgeschwindigkeiten nur die Deagglomeration weniger Agglomerate beobachtet. Die Anzahl der Beobachtungen war hier so gering, dass keine statistische Auswertung der Ergebnisse möglich war. So wurden im Mittel über alle Experimente nur $(3,3 \pm 11,8) \times 10^{-3}$ Deagglomerationen pro Bild beobachtet, was (10 ± 37) Bildern bei einer Aufnahme von $3,154 \times 10^3$ Bildern entspricht. Der Korrelationskoeffizient zwischen der Anzahl beobachtbarer Dispersionen und der Anzahl an Agglomeraten pro Bildaufnahme beträgt $0,107 \ll 1$ und zeigt somit, dass es dort keinen Zusammenhang

Tabelle 4.10: Die Namen der aus den Simulationen erzeugten Videos in Abhängigkeit der dabei verwendeten Strömungsgeschwindigkeiten. Die Videos zeigen die Dispersion der Partikel von der Pulverschüttung. Hierbei wurden die Partikel mit den Materialeigenschaften des Glaspulvers definiert. Die Farbe der Partikel zeigt deren Geschwindigkeit.

u [m s^{-1}]	Videoname	Beobachtung
5×10^{-4}	Dispersion_FarbeGeschwindigkeit_Fluss0-005mps	Keine Partikeldispersion
2	Dispersion_FarbeGeschwindigkeit_Fluss2mps	Erste Partikeldispersion
4	Dispersion_FarbeGeschwindigkeit_Fluss4mps	Starke Dispersion
6	Dispersion_FarbeGeschwindigkeit_Fluss6mps	Starke Dispersion
8	Dispersion_FarbeGeschwindigkeit_Fluss8mps	Starke Dispersion

zwischen den beobachteten Agglomeraten und der Deagglomeration gibt. In der Simulation hingegen kann beobachtet werden, dass jedes Agglomerat in der Hauptströmung dispergiert, der Korrelationskoeffizient wäre dort entsprechend gegen 1 gelaufen. Dieser Unterschied lässt dann nur die Schlussfolgerung zu, dass die Agglomerate zwar stabil berechnet werden konnten, die Stabilität aber im Vergleich zu den Experimenten zu gering war. Hier gibt es vermutlich drei Ursachen. Zum einen wurde in der Berechnung die Kapillarbrückenkraft nicht berücksichtigt, die aufgrund ihrer starken Adhäsionswirkung die Agglomerate sehr stark stabilisiert. Zudem wird aufgrund des gewählten Feder/Dämpfer-Modells die Adhäsionsarbeit (siehe Abb. 2.8) nicht korrekt erfasst. Würde dieser zusätzliche Effekt berücksichtigt werden, käme es zu einer längeren Wirkungsdauer der maximalen Adhäsionskraft, so dass die Agglomerate stärker stabilisiert werden. Und zuletzt wurde die berechnete Umströmung der Partikel in direkter Umgebung zueinander nur für bestimmte Fälle ausgelegt. So wurde nur der Einfluss zweier Partikel aufeinander untersucht. Im Fall von mehr als zwei Partikeln wurde versucht über eine Mittelwertbildung der Umströmungen der einzelnen Partikelpaare die Strömungsveränderung zu bestimmen. Dies kann aber eine nicht korrekte Annahme der Umströmung von mehreren Partikel sein.

Neben der Berechnung dieser Strömungsgeschwindigkeit wurde die Dispersion der Partikel bei höheren Geschwindigkeiten simuliert und deren Bewegung in entsprechenden Videos festgehalten. Diese Videos wurden an diese Arbeit angehängt. Tab. 4.10 zeigt dabei den Zusammenhang zwischen den gewählten Videonamen und den eingestellten Simulationen. Die beobachteten Partikeltrajektorien in diesen Videos sind alle sehr ähnlich, weisen aber ein paar Unterschiede auf zu der zuvor besprochenen Simulation bei einer Strömungsgeschwindigkeit von $u = 2 \text{ m s}^{-1}$. Daher ist es sinnvoll, sich hier auf die Betrachtung einer weiteren Fluidgeschwindigkeit zu beschränken. Im Folgenden wird hier die Simulation mit einer Strömungsgeschwindigkeit von $u = 8 \text{ m s}^{-1}$ untersucht.

Bei der ersten Betrachtung dieses Videos fällt auf, dass dort eine weitaus größere Anzahl an Partikeln die Schüttung verlässt. Ein Vergleich der Anzahl an dispergierten Partikeln in diesem Video mit den Videos bei anderen Strömungsgeschwindigkeiten zeigt, dass diese Anzahl mit steigender Strömungsgeschwindigkeit zunimmt. Denn durch die höhere Strömungsgeschwindigkeit kommt es zur Wirkung größerer Kräfte durch das Fluid auf die Partikel. So wird die Strömungswiderstandskraft so groß, dass sie nun auch die Gewichtskraft der großen und schweren Partikel übersteigt und diese so beschleunigen kann, dass sie nicht absinken.

Dieser Anstieg der Partikelanzahl mit steigender Fluidgeschwindigkeit wurde auch bei den Experimenten beobachtet, wie es Abb. 4.19 durch ein Koeffizientendiagramm zeigt. Allerdings zeigt sich im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen, dass in der Simulation eine zu große Anzahl an Partikeln von der Schüttung dispergiert ist. Dies weist auch hier auf die Entstehung der kritischen Strömung durch die Blockierung der Strömung hin.

Zudem wurde bei der experimentellen Betrachtung der Partikeldynamik bei einem Großteil der Experimente beobachtet, dass die Anzahl der dispergierenden Partikel während einer Aufnahme häufig starken Schwankungen unterlegen hat. Diese Schwankungen in der Partikelanzahl konnten auf das Entstehen und Auflösen einer laminaren Grenzschichtströmung auf der Oberseite der Schüttung zurückgeführt werden. Solch eine Schwankung ist in den hier durchgeführten Simulationen jedoch nicht zu beobachten, da ein nur relativ kurzer Zeitbereich aufgrund des großen Aufwands simuliert werden konnte. Dabei kann in den Videos beobachtet werden, wie die Dispersion nach jeder schrittweisen Erhöhung der Fluidgeschwindigkeit langsam etwas abnimmt bis es zum nächsten Schritt kommt. Dieses Abnehmen kann auch auf die Ausbildung der Grenzschicht zurückgeführt werden. Trotzdem scheinen auch in diesen Schwankungen mehr Partikel ab-

zuheben. Dies spricht für eine schwächere Ausbildung der Scherströmung oder eine Zerstörung dieser durch die problematische Strömung.

Auch in diesem Video kann die Partikeltrajektorie nachverfolgt werden. Dabei hat sich ein sehr ähnliches Verhalten gezeigt, wie bei den zuvor gezeigten Aufnahmen bei der geringen Strömungsgeschwindigkeit. So bewegen sich hier viele Partikel zunächst fast senkrecht von der Schüttung weg, bis sie bedingt durch die Widerstandskraft abgebremst und in eine andere Richtung beschleunigt werden. Außerdem kommt es hier zu der Bewegung von rollenden Partikeln auf der Oberfläche gegen die Hauptströmung. Da dieser Effekt auch bei größeren Strömungsgeschwindigkeiten deutlich zu erkennen ist, müssen auch hier die Strömungen durch eine zu starke Verengung der Messkammer entstanden sein, so dass es zu einer starken Aufwärtsströmung kommt. Diese Aufwärtsströmung beeinflusst die Trajektorie der Partikel. Zusätzlich sind hier noch weitere Effekte denkbar, die diesen Einfluss weiter verstärken. So kann dieser Effekt durch eine zu starke Ausbildung der Grenzschicht verstärkt werden, da hierdurch die Partikel in einem größerem Bereich nicht die wahre Hauptströmung wahrnehmen. Die Entstehung und Breite der Grenzschicht wird hier durch zwei Eigenschaften bedingt. Zum einen werden die Eigenschaften der Wandgrenzschichtströmung hauptsächlich durch die Wahl des Turbulenzmodells definiert. Um den Rechenaufwand der Strömungsdynamik hier möglichst gering halten zu können, wurde ein einfaches zweiparametrisches Turbulenzmodell (Shear Stress Transport (SST)- $k\omega$ Turbulenzmodell) gewählt. Dieses Modell berücksichtigt eigentlich eine korrekte Berechnung der Grenzschichtströmung und deren Scherung auf der Wandoberfläche. Die Partikel stellen jedoch für die Betrachtung der Turbulenz keine Wände sondern ein poröses Medium dar, das aufgrund der Ruhelage die reduzierte Strömung auf der Schüttung hervorruft. Dies kann dazu führen, dass das Modell eine zu große Grenzschichtströmung erzeugt. Eine andere Ursache könnte durch die vereinfacht betrachtete Simulationsgeometrie hervorgerufen werden. Durch die Realisierung der Schüttung aus einem festen Kegelstumpf (vereinfachte Geometrie) und einer kleinen Menge Pulver auf diesem Stumpf, kommt es in der Simulation zu einem Übergang in der Schüttung von einer Wandgeometrie zu einem Bereich mit Partikeln. Dadurch ändern sich die Oberflächeneigenschaften, was zu einer Veränderung der Grenzschichtströmung führen kann. Insgesamt zeigen die Partikeltrajektorien aber hier grundsätzliche Ähnlichkeiten mit dem Experiment auf, so dass hier vermutlich die wichtigsten Effekte erfasst wurden. So beschreiben auch hier die Partikel eine weit gezogene Kurve.

Durch die höhere Strömungsgeschwindigkeit kann zudem die Dispersion von größeren und damit schwereren Partikeln beobachtet werden. Dieser Effekt wurde auch bei den Experimenten beobachtet. So zeigt Abb. 4.26, dass bei steigender Volumenströmung der Regressionsparameter p abnimmt und damit der Anteil der Log-Normalverteilung der größeren Partikel zunimmt. Auch in der Simulation ist eindeutig zu erkennen, dass durch die größere Volumenströmung auch größere Partikel dispergieren und damit das Verteilungsverhältnis zu größeren Partikeln tendiert. Es gibt hier also einen Zusammenhang zwischen den experimentellen Daten und der numerischen Simulation.

Bei dieser Simulation wurden die Bilder nach der Dispersion von Agglomeraten und speziell deren Stabilität untersucht. Dabei hat sich aber gezeigt, dass bei der höheren Fluidgeschwindigkeit in den Aufnahmen keine Agglomerate mehr aufzufinden sind. Hier wird vermutet, dass die Agglomerate zwar kurzzeitig dispergieren können, dabei aber aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeit und der viel zu geringen Agglomeratenstabilität direkt deagglomerieren. Da dadurch die Agglomerate schon sehr früh zerstört werden, können sie dann nicht mehr beobachtet werden. Die viel zu geringe Agglomeratenstabilität hat auch hier vermutlich ihre Ursache in der Vernachlässigung der Kapillarkraft und der nur näherungsweisen Berücksichtigung der Adhäsionsarbeit.

Bei der vorangegangenen Ergebnisdiskussion wurde immer wieder die Entstehung einer Grenzschichtströmung auf der Schüttungsoberfläche angesprochen und die beobachteten Effekte auf diese Grenzschicht zurückgeführt. Diese Grenzschicht entsteht durch die Eigenschaften des Pulverbetts, dass dieses als poröses Medium wirkt und dadurch das Eindringen der Strömung in die Schüttung verhindert. Hierdurch muss das bewegte Fluid aufgrund seiner Viskosität auf der Pulveroberfläche die gleiche Geschwindigkeit annehmen, wie sie die ruhenden Partikel haben. Für ein ruhendes Pulverbett sollte somit auf der Oberfläche die Strömungsgeschwindigkeit $u = 0 \text{ m s}^{-1}$ sein. Zwischen diesen beiden unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten entsteht ein Übergang, der diese Grenzschicht zur Folge hat. Ein solcher Übergang wird in der Simulation zum einen durch die Wahl des Turbulenzmodells und dem damit verbundenen Wandströmungsmodell definiert. Zudem spielt hier aber auch die Porosität eine Rolle, da diese die Geschwindigkeit der Strömung in und kurz über der Schüttung berechenbar machen sollte. Aus den bisherigen Ergebnissen ist zudem bekannt, dass die Grenzschicht unter anderem die Dispergierung und die Bewegung kurz über der

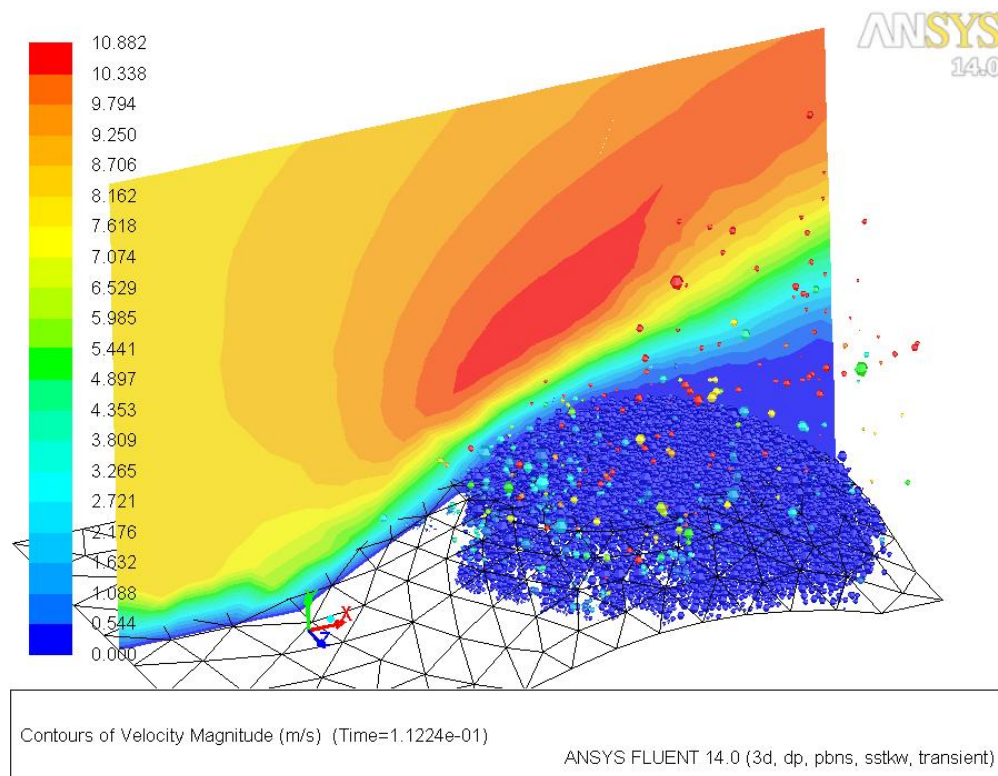


Abbildung 4.40: Umströmung der Pulverschüttung bei einer Volumenströmung von $q_V = 276,5 \text{ l min}^{-1}$ dargestellt in einem Konturdiagramm, in dem die Farben die Fluidgeschwindigkeiten wiedergeben. Zudem wurden auch hier die Partikel eingezeichnet, um die Position der Schüttung zu zeigen. Hierdurch ist es möglich, die Strömungsgrenzschicht zu erklären und zu verstehen. Außerdem ist zu erkennen, dass es auf der strömungsabgewandten Seite der Schüttung zu einem Abriss der Strömung kommt.

Schüttung beeinflusst. Daher ist es für die korrekte Berechnung der Partikeltrajektorie entscheidend, auch die Ausbildung dieser Grenzschicht richtig modellieren zu können.

In den Experimenten ist es schwer, die Strömung über der Schüttung und die Ausbildung der Grenzschicht zu visualisieren, so dass es hier nur möglich ist, die direkten Auswirkungen auf die Partikel zu beobachten (Beschleunigung und Dispersionsverhalten). Dagegen kann in der Simulation die Strömung direkt visualisiert werden. Dies wurde in Abb. 4.40 gemacht, indem dort die Strömungsgeschwindigkeit als Konturdiagramm dargestellt wird.

Um in diesem Diagramm den Einfluss der Schüttung auf die Strömung näher betrachten zu können, sollten dort auch die aktuellen Partikelpositionen beobachtet werden. Daher wurden auch in diesem Diagramm die Partikel farbig dargestellt. Dort ist im direkten Anströmungsgebiet zu erkennen, wie sich zunächst auf der Wand des Kegelstumpfes eine Grenzschichtströmung ausbildet. Diese Grenzschicht weist dort eine ähnliche Dicke auf, wie auch in den anderen Wandbereichen zu sehen ist. Anschließend bewegt sich die Strömung über die ersten Partikel hinweg. Da nun dort die Partikel als poröses Medium betrachtet werden, bleibt direkt über dem verbliebenen Pulverbett die Grenzschichtströmung erhalten, wie es auch durch die Experimente erwartet wurde. Diese Ähnlichkeit spricht für eine Betrachtung des Pulvers als poröses Medium. Dabei kann hier natürlich die Breite der Grenzschichtströmung etwas von der wahren Breite des Experiments abweichen, da neben den Eigenschaften des porösen Mediums auch die Wahl der Turbulenz einen Einfluss auf das Ergebnis haben wird.

Bei der weiteren Umströmung der Schüttung kommt es auf der gegenüberliegenden Seite aufgrund der Grenzschicht und den viskosen Fluideigenschaften zu einem Abriss der Strömung. Hierdurch ist die Fluidgeschwindigkeit im strömungsabgewandten Bereich der Schüttung kleiner als die eigentliche Strömung. Bewegen sich Partikel in diesen Bereich, verlangsamen sie sich, so dass sie beginnen abzusinken. Dies kann auch in den Videos der Partikelbewegung beobachtet werden. Zusätzlich kann es durch den Strömungsabriss auch zur Entstehung einer Verwirbelung kommen, innerhalb derer die Partikel sich gegen die Strömungsge-

schwindigkeit bewegen können. Dies ist auch in dem Video der berechneten Partikeldynamik zu beobachten. Dieser Effekt des Strömungsabrisses und der Bewegung der Partikel gegen die eigentliche Strömungsrichtung aufgrund des entstandenen Wirbels konnte in der experimentellen Betrachtung der strömungsabgewandten Seite der Schüttung beobachtet werden. Auch hier zeigte sich eine Partikelbewegung gegen die Richtung der Hauptströmung (siehe Abb. A.41). Die Umströmung der Schüttung ist von der Definition der Eigenschaften des porösen Mediums abhängig. Da aber bei beiden Betrachtungen die Ausprägung einer Umströmung zu beobachten war, kann davon ausgegangen werden, dass die Betrachtung des Pulverbetts als poröses Medium die richtigen Effekte erzeugt, deren Stärke aber durch weitere Simulationen und genauere Partikelbewegungsdaten zu prüfen sind.

Wie bei diesen Simulationen bemerkt wurde, zeigen die berechneten Agglomerate bereits viele Eigenschaften, wie die Bildung von Agglomeraten, die auch in den Experimenten beobachtet wurden. Diese Eigenschaft, Agglomerate bilden zu können, ist durch die Implementierung von Adhäsionskräften und einem Stoßmodell möglich. Hinzu kommt die Möglichkeit der Partikelrotation, so dass auch die Partikel sich im Agglomerat aufgrund ihrer Rotation bewegen können. Da das Agglomerat sich in einem Fluid bewegen kann, wirken unterschiedlich Kräfte durch das Fluid auf die Agglomeratpartikel, die aber abhängig von deren Position unterschiedlich groß sein können. Diese unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten müssen auch in der Simulation abgebildet werden. Dies wurde in der hier vorgestellten Erweiterung des Partikelmodells durch eine Umströmungstabelle realisiert. Um diese drei Einflüsse charakterisieren zu können, ist es notwendig, einige Eigenschaften zu deklarieren. Dadurch kann die Berechnung der Agglomeratstabilität für das entsprechende Pulver für diese drei Effekte eingestellt werden. Um diese Einstellungen dann überprüfen und mit der Realität vergleichen zu können, ist es sinnvoll, eine Simulation durchzuführen, in der genau diese Stabilität untersucht werden soll.

Dazu sollte die Stabilität der Agglomerate unter dem Einfluss zweier völlig verschiedener Vorgänge in nur einer einzigen Simulation untersucht werden. Dies ist möglich durch die Simulation eines einfachen Impaktoraufbaus, der prinzipiell aus einer Düsengeometrie und einer Prallplatte besteht. Das erste Element, die Düse, erzeugt im Einlaufbereich eine Scherströmung. Es wird erwartet, dass diese Scherströmung entsprechende Scherkräfte auf die Partikel ausübt, durch die es zur Deagglomeration kommt. Bei der anschließenden Prallplatte, einer Geometriewand, soll es durch die Trägheit der Agglomerate zu einem Stoß mit der Wand kommen. Durch diesen können sehr große Scherkräfte auf die Agglomerate entstehen. Daher können durch diese Scherkräfte die Stabilität der Agglomerate untersucht werden, da diese in Abhängigkeit der Größe der Scherkräfte dispergieren können. In dieser Simulation wurden Partikel als Agglomerate gesetzt, die alle zuvor bestimmten Eigenschaften des Glaspulvers haben.

Zunächst sollte in der Simulation die Deagglomeration in der Düse untersucht werden. Hierzu wurden Aufnahmen der Agglomerate im Bereich der Düsenverengung aufgenommen. Dabei wurden alle Partikel anhand einer für jedes Agglomerat eindeutigen Nummer eingefärbt. Kommt es zur Deagglomeration ändert sich dann die Farbe der Partikel. Einzelne Partikel werden in dieser Darstellung mit der Nummer null markiert und somit blau eingefärbt. Hierdurch ist es dann auch aus größerer Entfernung möglich Agglomerate von einzelnen Partikeln unterscheiden zu können. Anschließend wurden aus den Bildern der Partikeldynamik zwei Videos mit dem Namen „Simulation_Duese_Glas_1“ und „Simulation_Duese_Glas_2“ erstellt. Dabei zeigt das zweite Video eine Ausschnittvergrößerung des ersten Videos. Um in diesen Videos auch die Dispersion durch die Scherströmung beobachten zu können, wurde in den Bildern auch die Strömungsgeschwindigkeit durch ein Konturdiagramm dargestellt. Um die Strömungsgeschwindigkeit anhand der Farbe rekonstruieren zu können, wurde eine Skala in das Diagramm eingetragen. In den Videos wurde eine Volumenströmung von $q_V = 275 \text{ l min}^{-1}$ in der Messkammer untersucht, die in positiver x-Achsenrichtung (von links nach rechts) strömt. Da die Partikeldynamik an dieser Stelle nicht von der Ausbildung einer bestimmten Strömung abhängt, konnte hier auf die gleichmäßige Erhöhung der Strömung verzichtet werden. Da aber auf die ruhenden Partikel durch das Einschalten der Strömung eine sehr große Strömungswiderstandskraft gewirkt und möglicherweise zu einer verstärkten Deagglomeration geführt hätte, musste dieser Einfluss ausgeschaltet werden. Hierzu wurden die Geschwindigkeiten aller Partikel vor dem ersten Simulationsschritt über ein Programm auf die Fluidgeschwindigkeit in der Mitte des Windkanals definiert. Hierdurch ist in den beobachteten Bereichen die relative Geschwindigkeit zwischen Partikel und Strömung $\vec{v}_R = \vec{u} - \vec{v} \approx 0 \text{ m s}^{-1}$ und es wirkt damit nach Gl. 2.64 keine Kraft durch die Strömung auf die Partikel.

Abb. A.71a zeigt ein Bild aus dem ersten Video, das einen Zustand der Partikel kurz nach dem Start der Simulation zeigt. Dort sind die nicht dunkelblau eingefärbten und somit agglomerierten Partikel im linken Bildbereich zu sehen. Die Strömung selbst ist zu Beginn noch nicht konstant, so dass sie sich noch innerhalb der ersten Bilder verändert. Aber bereits nach einer kurzen Zeit von $t = 4,7 \times 10^{-3} \text{ s}$ konvergiert die

Strömung und zeigt ihren typischen Verlauf der Geschwindigkeitsvergrößerung in der Düse durch den sich reduzierenden Strömungsquerschnitt. Mit der Strömung bewegen sich die Agglomerate in die Düse. Durch die dabei steigende Fluidgeschwindigkeit und die damit verbundenen Scherkräfte werden die Agglomerate scheinbar instabil und erste Agglomerate beginnen ihre Farbe zu verändern. Diese Farbänderung kann als Veränderung der Agglomeratzusammensetzung interpretiert werden, da durch die Deagglomeration der Partikel die Agglomerate ihre Identifikationsnummer und damit ihre Farbe ändern. Diese Veränderungen sind relativ schnell und bereits bevor die ersten Partikel den Bereich maximaler Strömungsgeschwindigkeit $u \approx 10 \text{ m s}^{-1}$ in der Berechnung erreichen, ist ein sehr großer Teil aller Partikel dunkelblau und somit fast vollständig deagglomert.

Der hier beobachtete Ausschnitt der Simulation zeigt die Mitte der Düse. In diesem Bereich ist die Scherung der Strömung sehr gering, was an den fast senkrechten Konturlinien der Strömung zu erkennen ist. Daher kann davon ausgegangen werden, dass nur eine sehr geringe Scherkraft auf die Partikel einwirkt. Daher wurde zunächst vermutet, dass die Agglomerate in der Mitte der Bildaufnahme stabil bleiben und nur an den Rändern, an der die Scherströmung sicherlich stärker ist, mehr zerfallen. Doch die Partikel deagglomerieren in allen Bereichen der Simulation recht schnell, so dass nur noch einzelne Partikel übrig bleiben. Auch die Partikel, die sich vom linken Rand ins Bild hinein bewegen, weisen bereits nach kurzer Zeit eine dunkelblaue Farbe auf und sind somit bereits vollständig deagglomert, obwohl sie zuvor nur durch die laminare Fluidströmung in der Messkammer bewegt wurden. Dieser Zustand der fast kompletten Deagglomeration aller Partikel wird durch Abb. A.71b exemplarisch gezeigt. Die Strömung scheint also hier eine Deagglomeration hervorzurufen. Doch wie bereits zuvor angesprochen wirken hier nur geringe Scherkräfte auf die Partikel. Stattdessen können hier nur Kräfte durch den Strömungswiderstand wirken, die allerdings bei diesen noch relativ geringen Strömungsgeschwindigkeiten noch nicht zur Deagglomeration führen sollten.

Da es trotzdem zur Deagglomeration kommt, deutet dies auf eine zu geringe Agglomeratstabilität hin. Die Agglomeratstabilität wird an dieser Stelle hauptsächlich durch zwei bereits angesprochenen Aspekte, der zu geringen Adhäsionskraft durch die fehlende Kapillarkraft und der nur näherungsweise bestimmten Adhäsionsarbeit (siehe Abb. 2.8), beeinflusst. Um auch diese Wechselwirkung korrekt beschreiben zu können, ist es notwendig das Stoß- und Adhäsionsmodell zu überarbeiten. Ein weiterer Grund für die zu geringe Stabilität ist das in dieser Arbeit entwickelte Verfahren zur Bestimmung der Umströmungskräfte auf weitere Partikel in der Nähe eines anderen Partikels. Hierzu wurde in dieser Arbeit nur der Einfluss zweier Partikel in direkter Umgebung zueinander untersucht. Anschließend wurden die daraus bestimmten Kräfte in einer Tabelle hinterlegt, mit der nun in der Simulation die auf solche Partikel wirkenden Kräfte bestimmt werden können. Da gerade in Agglomeraten die Partikel den geringst möglichen Abstand zueinander haben, ist eine korrekte Betrachtung dieser Umströmung sehr entscheidend für die korrekte Berechnung der wirkenden Kräfte. Da jedoch in der Realität, wie auch in der Simulation die Agglomerate aus mehr als zwei Partikeln bestehen können, wird die Umströmung für solche Agglomerate nicht korrekt beachtet. Daher wäre es notwendig, ein weitaus allgemeineres Modell zu entwickeln, das die Kräfte in einem solchen Umströmungsgebiet für die verschiedensten Agglomeratkonstellationen beschreiben kann.

Um die Vermutung der zu geringen Agglomeratstabilität auch experimentell überprüfen zu können, sollte von dieser Dynamik im Windkanal eine Aufnahme erstellt werden, wie es in Kap. 3.2.4.2 erklärt wurde. Da die verwendete Düsengeometrie rotationssymmetrisch ist, kommt es durch die runden Oberflächen zu Brechungen des eingestrahlteten Laserlichtes und zu Verzerrungen der Partikelbilder, so dass eine direkte Aufnahme der Partikel in der Düse nicht sinnvoll gewesen wäre. Jedoch war es möglich, direkt am Ausgang der Düse Aufnahmen der Partikeltrajektorien vorzunehmen. Anschließend kann untersucht werden, ob Agglomerate sich ohne eine Deagglomeration durch die Düse bewegen konnten. Wäre dies möglich, kann indirekt darauf zurückgeschlossen werden, dass die Agglomeratstabilität in den Simulationen zu gering gewählt wurde.

Die durch die Kamera aufgenommenen Partikeldynamiken wurden zu einem Video mit dem Namen „Glas_275_10_Duese_OHNE“ zusammengefasst. Bei der Betrachtung des Videos fällt sofort die veränderte Belichtung durch den Laser auf, wie sie bereits im Kap. 3.2.4.2 angesprochen wurde und jedes Partikel durch einen doppelten Laserpuls belichtet wurde. Da dabei der zweite Puls etwas stärker gewählt wurde, als der erste, kann an Hand der Helligkeitsunterschiede beider Belichtungen die Bewegungsrichtung des Partikels eindeutig festgestellt werden. Dies sollte gerade bei der folgenden Betrachtung der Wandimpaktion eine möglichst eindeutige Aussage über die Bewegungsrichtung ermöglichen. Jedoch erschwert diese Doppelbelichtung aber auch eindeutig das Wiederfinden der Agglomerate. Trotzdem konnten bereits recht früh in den Videoaufnahmen zwei Bilder extrahiert werden, in denen jeweils ein Agglomerat aus Glaspartikeln zu

identifizieren war. Diese Bilder sind in Abb. A.72 zu sehen. Dort zeigt Abb. A.72b ein Agglomerat aus relativ großen Partikeln, so dass sogar die Rotationsdynamik des gesamten Agglomerats gut beobachtet werden kann. Auf diesen Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera ist also eindeutig zu erkennen, dass im Experiment Agglomerate die Düse verlassen haben und die simulierten Agglomerate eine zu geringe Stabilität aufweisen.

Neben der Bewegung durch die Düse wurde auch die Impaktion der Agglomerate mit einer Wand untersucht. Da jedoch die Agglomerate in der Simulation bereits durch die Dynamik in der Düse fast vollständig deagglomeriert waren, war es nicht mehr möglich, an dieser Stelle eine Deagglomeration zu beobachten. Stattdessen konnte hier nur die Bewegung der einzelnen Partikel beobachtet werden, so dass keine weiteren Aussagen über die Stabilität der Agglomerate mehr möglich waren. Trotzdem soll hier zur Vollständigkeit auf eine Betrachtung der Partikelbewegung in einem Ausschnitt kurz vor der Impaktionswand eingegangen werden. Um dabei die Partikel aus dem etwas größeren Blickwinkel überhaupt beobachten zu können, musste auf die Darstellung der Fluidgeschwindigkeit durch ein Konturdiagramm verzichtet werden. Zudem musste der Ausschnitt sehr klein gewählt werden, da nur dadurch die sehr kleinen Partikel überhaupt erst wahrgenommen werden konnten. Da bei der Wahl des Ausschnitts der genaue Verlauf der Trajektorien unbekannt war, wurde der Ausschnitt durch die Austrittsöffnung der Düse definiert. Nachdem die Bilder aufgenommen waren, wurden Sie noch einmal zugeschnitten, um die luftgetragenen Partikel etwas vergrößern zu können. Anschließend wurden die Bilder in einem Video mit dem Namen „Simulation_Wand_Glas_1“ abgespeichert. In diesem Ausschnitt ist der Düsenausgang auf der linken Seite, auf der rechten Seite befindet sich die Impaktionswand.

Nach einiger Zeit sind bereits die ersten Partikel zu beobachten, die sich von links nach rechts auf die Wand zu bewegen. Dort angekommen scheinen sie mit der Wand zu stoßen, um sich dann anschließend in entgegengesetzter Richtung durch den Ausschnitt des Videos gegen die Strömung bewegen zu können. Da sie sich nun gegen die Hauptströmung bewegen, werden sie durch diese abgebremst und bewegen sich anschließend wieder auf die Wand zu. Dabei kann es zu weiteren Impaktionen mit der Wand kommen. Am Ende der Simulation ist zu beobachten, dass immer mehr Partikel durch die erneuten Stöße immer weiter von der Strömung im Bild nach oben transportiert werden. Dort hört die Impaktionsplatte auf und die Partikel können sich nun, getragen von der Luftströmung, in die Düse des virtuellen Impaktors bewegen. Interessant sind hier vor allem die immer wieder stoßenden Partikeltrajektorien mit der Impaktionswand und die damit verbundene Bewegung mit der Strömung. Dieser Effekt ist sehr gut bekannt durch Experimente an einem Kaskadenimpaktor, wie er zur Vermessung von pharmazeutischen Aerosolen verwendet wird. Bei diesem Impaktor müssen zunächst alle Impaktionsplatten mit einer stark adhäsiven Flüssigkeit bestrichen werden, da sich sonst die Partikelnachweiswahrscheinlichkeit stark reduziert. Durch die hier gezeigten Aufnahmen kann diese Reduzierung auf den Partikel/Wand-Stoß zurückgeführt werden, der durch das Adhäsiv verhindert wird.

Natürlich wurde auch diese Simulation durch die Aufnahme der Partikeldynamik bei der Wandimpaktion überprüft. Hierzu wurde auf der strömungsabgewandten Seite der Düse eine Impaktionswand befestigt, gegen die die Partikel impaktieren sollten. Anschließend wurde auch dort der Kameraausschnitt so auf diese Wand fokussiert, dass die Mittelachse der Düse im Kamerabild zu sehen war. Hierzu wurde eine spezielle Nadelkonstruktion verwendet, die in die Düse eingeführt wurde. Anschließend konnten Aufnahmen der Partikeldynamik gemacht werden, wie es in Kap. 3.2.4.2 erläutert wurde. Hier wurden zunächst nur Glaspartikel untersucht bei einer maximalen Volumenströmung von $q_V = 275 \text{ l min}^{-1}$, die über eine Rampe mit einer Steigung von $m_q = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$ angefahren wurden. Bei Erreichen der maximalen Volumenströmung wurde die Aufnahme der Bilder gestoppt und die Bilder in einem Video zusammengefasst (siehe Video „Glas_275_10_Wand_Duese“).

Direkt bei der Betrachtung des ersten aufgenommenen Bildes ist die eingebrachte Dispersionswand zu erkennen. Da sich dort, durch die zuvor durchgeführten Experimente, Partikel auf der Wand abgesetzt haben, ist eine dünne Partikelschicht auf der Wand aufgebracht worden, die das Laserlicht diffus streuten und so die eigentlich durchsichtige Plexiglaswand sichtbar machten. Zudem sind in den ersten Bildern bereits die ersten Partikel zu sehen, die mit der Wand stoßen, wobei sich direkt der Vorteil der gewählten Laserdoppelpuls-Belichtung zeigt. Da der zweite Puls mit einer größeren Intensität erzeugt wird, ist es nun möglich auch die Richtung der Partikel zu rekonstruieren, ob sie sich aufgrund der Strömung auf die Wand zu oder nach dem Stoß von der Wand weg bewegen. Insgesamt sind in diesen Aufnahmen eine große Anzahl von Partikelstößen mit der Wand zu beobachten, deren genaue Betrachtung den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde. Dabei zeigen viele der Aufnahmen komplette Partikelstöße mit der Wand.

Tabelle 4.11: Ergebnisse der Berechnung des Stoßfaktors k für vier beispielhafte Partikel. Zur Berechnung dieser Größe musste zunächst die Geschwindigkeit vor v und nach dem Stoß v' bestimmt werden.

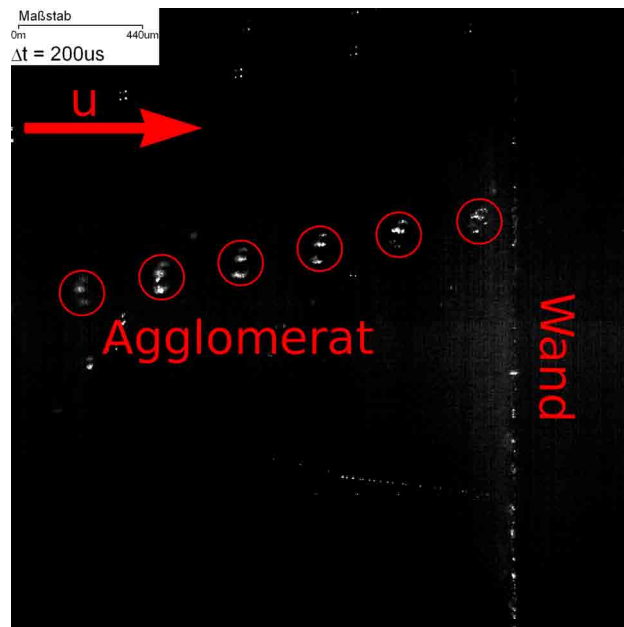
Partikel	v [m s ⁻¹]	v' [m s ⁻¹]	k [1]
1	(16,2 ± 0,5)	(12,5 ± 0,5)	(0,77 ± 0,04)
2	(34,6 ± 0,5)	(24,3 ± 0,5)	(0,701 ± 0,019)
3	(22,6 ± 0,5)	(16,7 ± 0,5)	(0,74 ± 0,03)
4	(36,0 ± 0,5)	(25,4 ± 0,5)	(0,707 ± 0,019)

Durch solche Aufnahmen kann es möglich sein, den Stoßfaktor eines Pulvers zu bestimmen, indem die Geschwindigkeit der Partikel vor und nach dem Stoß bestimmt wird. Diese Stoßkonstante ist eine Konstante für die beiden hier betrachteten Stoßmaterialien aus Glas und Plexiglas. Hierzu muss der Abstand der Belichtungen vor und nach dem Stoß gemessen werden. Anschließend kann die Geschwindigkeit vor und nach dem Stoß berechnet werden, aus deren Verhältnis der Stoßfaktor bestimmt werden kann (siehe Gl. 2.2). Dies wurde hier beispielhaft für vier Partikel durchgeführt und das Ergebnis in Tab. 4.11 dargestellt.

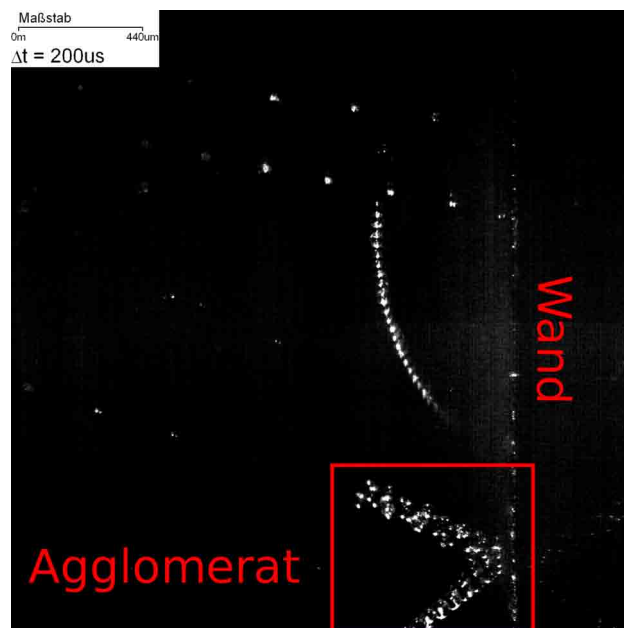
Wie der Tabelle eindeutig zu entnehmen ist, kommt es bei den realen Partikeln unabhängig von ihrer Geschwindigkeit v vor dem Stoß zu einem immer gleichen relativen Geschwindigkeitsverlust. Dieser Geschwindigkeitsverlust wird über den Stoßfaktor k ausgerechnet und ist dadurch unabhängig von der Startgeschwindigkeit der Partikel eine Materialkonstante. Im Mittel kann der Stoßfaktor für den Glas/Plexiglas-Kontakt also angegeben werden mit $k = (0,730 \pm 0,028)$. Dieses Ergebnis ist ein Wert, wie er für einen typisch inelastischen Stoß erwartet wurde, so dass an dieser Stelle davon ausgegangen werden kann, dass der hier vorgestellte Versuchsaufbau eine Methode zur Bestimmung des Stoßfaktors eines Pulvers darstellt.

Außerdem sollte durch die Betrachtung der Wandimpaktion die Stabilität von Agglomeraten untersucht werden. Denn bei einer solchen Wandimpaktion kann es zu großen Scherkräften kommen, die eine Deagglomeration hervorrufen können. Nach den theoretischen Ergebnissen von [Nichols und Wynn 2008] entstehen bei der Wandimpaktion höhere Scherkräfte, die eine stärkere Kraft zur Deagglomeration der Agglomerate erzeugen, als es durch eine Bewegung in einer Strömung erwartet werden kann. Daher wurden die aufgenommenen Bilder speziell auf eine Deagglomeration während der Impaktion mit der Wand untersucht. Es konnte aber in diesen Bildern kein Agglomerat beobachtet werden, das durch den Stoß deagglomert. Stattdessen wurden hier mehrere Agglomerate beobachtet, die nach einem Stoß stabil geblieben sind. So zeigt Abb. 4.41b einen eindeutigen Stoß eines relativ großen Agglomerats, bei dem es nicht zur Deagglomeration der Partikel kommt. Dies kann vermutlich auf eine geringere Partikelgeschwindigkeit von $v_A = (28,7 \pm 0,5) \text{ m s}^{-1}$ zurückgeführt werden, durch die es nicht zu einer Deagglomeration kommt. Hierbei wird von [Nichols und Wynn 2008] kein theoretischer Grenzwert angegeben, so dass ein direkter Vergleich der Geschwindigkeiten nicht möglich ist. Jedoch betrachtet er einen Inhalator, dessen Strömungsquerschnitte ähnliche Durchmesser aufweisen, wie die hier verwendete Düse und Partikel aus Laktose und Wirkstoff. Zudem wird von ihnen eine Volumenströmung von $q_V = 67 \text{ l min}^{-1}$ betrachtet. Da in den hier durchgeführten Versuchen eine weitaus höhere Volumenströmung betrachtet wurde, können beide Ergebnisse zumindestens qualitativ miteinander verglichen werden. Außerdem wurden hier im Experiment Glas-Partikel untersucht, bei denen von einer ähnlich starken Adhäsionskraft (siehe Tab. 3.3) ausgegangen werden kann und für die theoretisch eine hohe Deagglomerationswahrscheinlichkeit vorhergesagt wird. Dies zeigt, dass weitere Untersuchungen nötig sind, um die Deagglomeration bei Wandimpaktion besser verstehen zu können.

Daher sollten weitere Experimente zur Untersuchung des Partikelverhaltens in einer Düse und bei der Wandimpaktion mit der Hochgeschwindigkeitskamera durchgeführt werden. Durch die fortschrittliche Doppelbelichtung des Lasers, konnten hier qualitativ hochwertige Aufnahmen gemacht werden, durch die auf eine eindeutige Bewegung der Partikel geschlossen werden konnte. Hierdurch konnte auch auf die Trajektorien der Partikel geschlossen werden. Zum einen ist es dadurch möglich, den Stoß der Partikel mit dem Wandmaterial zu charakterisieren, wie es hier durch die Berechnung des Stoßfaktors gezeigt wurde. Zum anderen sollte in weiteren Versuchen auch die Stabilität der Agglomerate weiter untersucht werden.



(a) Bildnummer 19 von 3154



(b) Bildnummer 40 von 3154

Abbildung 4.41: Stoß zweier Agglomerate mit der Impaktionswand. Auf dem zuletzt gezeigten Bild 4.41b ist eindeutig die gesamte Trajektorie vor und nach dem Stoß des Agglomerats zu beobachten. Da es nach der Impaktion nicht zur Beobachtung einzelner Partikel oder Bruchstücke des Agglomerats gekommen ist, kann davon ausgegangen werden, dass dieses Agglomerat stabiler ist als erwartet.

5 Zusammenfassung

5.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Aerosole und deren Entstehung experimentell und numerisch beschrieben. Da sie Suspensionen von festen oder flüssigen Partikeln (diskrete Phase) in einem Fluid (kontinuierliche Phase) sind, ist es notwendig, sowohl die Partikel- als auch die Fluidodynamik zu betrachten.

Um zunächst die Dynamik der Fluidphase numerisch zu berechnen, wurde in dieser Arbeit ein kommerzieller CFD-Löser verwendet, in dem bereits ein sehr einfaches Partikelmodell integriert ist. Dieses Modell wurde durch eine UDF-Programmierung schrittweise erweitert, um die Interaktionen zwischen den Partikeln und zwischen den Partikeln und dem Fluid berechnen zu können. Hierzu wurden zunächst über theoretische Betrachtungen alle nötigen Erweiterungen erfasst, die die Partikeldynamik und damit ihre Trajektorien beeinflussen können. Dabei wurde, durch eine Betrachtung der in der Literatur beschriebenen DEM-Modelle, tiefer auf den normalen und den tangentialen Partikelkontakt eingegangen, da diese von großer Bedeutung für die Stabilität von Agglomeraten und das Verhalten der Partikel in Schüttungen sind. Die meist komplexen Kräfte wurden durch einfachere Modellkräfte ersetzt, wie es für den normalen und den tangentialen Partikelkontakt durch die Einführung eines Feder/Dämpfer-Modells möglich war.

Bei dieser Implementierung hat sich gezeigt, dass es nötig ist, die grundlegenden physikalischen Eigenschaften der Partikel vor einer numerischen Rechnung zu bestimmen, da diese zur Berechnung des Verhaltens der einzelnen Partikel benötigt werden. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Experimente zur Charakterisierung der Pulver vorgestellt. Exemplarisch wurden aufgrund ihrer verschiedenen Eigenschaften vier verschiedene Materialien (siehe Tab. 3.1) gewählt. Die Materialwahl erfolgte hinsichtlich möglicher Anwendungen bei medizinischen Aerosolen für die Inhalationstherapie.

Bei der numerischen Berechnung der Partikeldynamik und der dafür nötigen Kräfte ist es wichtig die im Folgenden aufgelisteten Eigenschaften der verwendeten Pulver zu kennen. Um diese zu bestimmen wurden verschiedene Versuche vorgestellt:

Partikelgröße: Ein Großteil der realen Pulver ist polydispers und weist somit eine breite Partikelgrößenverteilung auf. Deshalb ist eine eindeutige Messung der Größenverteilung nur über eine statistisch große Menge an Partikeln möglich. Bei den Simulationen ist es entscheidend den genauen, absoluten Partikeldurchmesser zu kennen, weshalb an dieser Stelle eine automatisierte Messung der Partikelgrößen über ein Mikroskop verwendet wurde (Kap. 4.1.1).

Reibungskräfte: Dies sind Kräfte, die tangential zu dem Kontakt zweier Partikel wirken. Daher sind die Kräfte entscheidend bei der Entstehung und dem Verhalten von Schüttungen und Aerosolen. Bei der Reibung wird zwischen einem statischen und einem dynamischen Zustand unterschieden durch die Verwendung von unterschiedlich Reibungskoeffizienten (Kap. 2.2.1).

Haftreibungskoeffizient: Der Haftreibungskoeffizient beschreibt die wirkende Reibung im statischen Zustand der Kontaktpartner. Daher ist dieser Koeffizient für die Ausbildung einer Schüttung entscheidend und kann direkt an einem Schüttungswinkel einer Pulverschüttung bestimmt werden. Um hierbei auch die stochastischen Schwankungen dieses Winkels erfassen zu können, wurde zur Winkelvermessung eine automatisierte Bildverarbeitung verwendet, durch die der Haftreibungskoeffizient eindeutig bestimmt werden konnte (Kap. 3.2.2.1).

Gleitreibungskoeffizient: Zusätzlich wurden Experimente an einer Scherzelle durchgeführt, in der das tangential Pulververhalten dynamisch untersucht wurde. Durch die Verwendung verschiedener Schergeschwindigkeiten konnte der Gleitreibungskoeffizient in Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit der Kontaktpartner ermittelt werden (Kap. 3.2.2.2). Diese Abhängigkeit konnte in ein geschwindigkeitsabhängiges Reibungsmodell (viskoses Modell) implementiert werden.

Rollreibungskoeffizient: Eine weitere tangential Bewegungsförm ist das Rollen, bei dem es zur Wirkung eines Reibungsdrehmomentes kommt. Dieses wird über den Rollreibungskoeffizienten charakterisiert. Zur Bestimmung dieses Koeffizienten wurde ein Versuch zur Untersuchung der Lawinenbewegung auf einer planaren schiefen Ebene durchgeführt, bei dem gezeigt werden konnte, dass ein minimaler Neigungswinkel der Ebene zur Lawinenbildung existiert. Aus diesem Winkel kann der Rollreibungskoeffizient bestimmt werden (Kap. 3.2.2.3).

Adhäsion: Die Adhäsion beschreibt als Überbegriff die Summe aller wirkenden Anziehungskräfte zwischen den Partikeln und zwischen den Partikeln und Geometriewänden. Es wird bei Partikeln zwischen der elektrostatischen, der van-der-Waals und der Kapillarkraft unterschieden. Diese Kräfte wurden theoretisch betrachtet und in die Simulation integriert, wobei Literaturwerte zur Definition der Partikeleigenschaften verwendet wurden.

Um die Ergebnisse einer numerischen Berechnung der Partikeltrajektorie experimentell bestätigen zu können, wurde auch im Experiment die Trajektorie aufgezeichnet. Hierzu wurde ein experimenteller Aufbau entwickelt, durch den es ermöglicht wurde, die Partikeldynamik in einem Windkanal durch die Aufnahme von digitalen Bildern zu untersuchen. Zur Erstellung der Aufnahmen wurde eine lichtempfindliche Hochgeschwindigkeitskamera mit einer großen Sensorfläche und einer speziellen Mikroskopoptik verwendet, die aufgrund ihrer optischen Eigenschaften scharfe Abbildungen des gesamten Windkanalquerschnitts ermöglicht. Zudem wurden die Bilder durch gepulstes Licht mehrfach belichtet. Um dabei die zur Belichtung nötige hohe Lichtintensität bereitstellen zu können, wurde eine Laserquelle verwendet, die auf Basis des MOPA-Prinzip arbeitet und beliebige Lichtpulse erzeugen kann. Die Auswertung der Partikeldynamik wurde über eine Kombination einer automatisierten Bildauswertung und einer Nachbearbeitung durch einen Bildverarbeiter durchgeführt.

Mit diesem Versuchsaufbau wurde zunächst die Dispersion von Partikeln aus einer Schüttung untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass auch das Abheben von Agglomeraten beobachtet werden konnte, die sich häufig stabil mit der Strömung mitbewegten. Um diese Stabilität der Agglomerate weiter zu untersuchen, sollten Experimente durchgeführt werden, in denen die Agglomerate gezielt destabilisiert und deagglomert werden. Hierzu wurde ein Experiment vorgeschlagen, in dem die Partikel und Agglomerate sich zunächst durch eine Düsenströmung hindurch bewegen müssen. Anschließend wurde hinter der Düse eine Wand befestigt, auf der es zur Impaktion der Partikel kommen sollte. Zum einen sollte so in der Düsenströmung die Wirkung von starken Scherströmungen, als auch von großen Scherkräften bei der Wandimpaktion auf die Agglomerate untersucht werden. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten konnte keine Deagglomeration beobachtet werden, was auf eine große Stabilität der Agglomerate hindeutet. Diese Stabilität zeigten simulierte Agglomerate nicht, da in der Simulation die Kapillarkraft zwischen den Partikeln nicht berücksichtigt wurde. Zudem wurde auch die Wirkung der Adhäsionsarbeit nicht durch das Stoßmodell korrekt betrachtet. Außerdem konnte bei der Impaktion der Partikel mit der Wand experimentell der Stoßfaktor der Materialien bestimmt werden.

Neben den aufgenommenen Bildern der Hochgeschwindigkeitskamera wurden auch alle im Windkanal entstandenen luftgetragenen Partikel am Ende der Messstrecke aufgesammelt und deren Durchmesser gemessen. Dazu wurde ein optischer Partikelzähler verwendet, der eine relative große Anzahl von Partikeln kontinuierlich messen kann. Der Partikelzähler benötigt allerdings eine konstante und geringere Volumenströmung als diejenige, die im Windkanal verwendet wurde. Um den Volumenstrom zu reduzieren und dabei die Partikel möglichst effektiv durch den Partikelzähler aufsammeln zu können, wurde ein virtueller Impaktor entwickelt, der aufgrund seiner Bauform eine optimale Partikelsammeleffizienz auch bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten ermöglichte, so dass die Partikel über fast den gesamten Bereich ihrer Größenverteilungen untersucht werden konnten. Die Funktionsweise dieses virtuellen Impaktors wurde zudem über verschiedene Simulationen bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten bestätigt. Die Messdaten konnten statistisch über eine MLR ausgewertet werden. Da die Datenaufnahme und -verarbeitung über die gesamte Versuchsdauer möglich war, konnten über diese integrale Messung auch zu Zeiten Informationen gesammelt werden, in denen dies über die Kameraaufnahmen nicht möglich war. Daher konnte erst durch den optischen Partikelzähler ein vollkommenes Verständnis der Dispersion gewonnen werden.

Um die Erweiterung des Partikelmodells mit den Experimenten vergleichen zu können, wurde auch die Dispersion simuliert. Dabei hat es sich als Herausforderung erwiesen, dass in der realen Schüttung eine nicht numerisch handhabbare Anzahl von Partikeln vorhanden ist. Um die Partikelanzahl zu reduzieren, wurden verschiedene Vereinfachungen der Simulationsgeometrie vorgenommen. Außerdem wurde die Strö-

mung nicht über eine kontinuierliche Steigung erhöht, sondern über diskrete Schritte. Beide Vereinfachungen zeigten Auswirkungen auf das Partikelverhalten: die Partikel dispergierten zu früh von der Schüttung. Trotz dieses Unterschieds zum Experiment konnten aber Übereinstimmungen gefunden werden:

- Die Dispersion von Agglomeraten konnte beobachtet werden, die allerdings eine nur sehr geringe Stabilität aufwiesen und sehr schnell deagglomerierten.
- Es konnte die Ausbildung einer laminaren Grenzschichtströmung auf der Schüttung beobachtet werden.
- Dieses beruht auf der Annahme eines porösen Mediums, dass die Fluidgeschwindigkeit auf der Schüttungsfläche auf eine sehr geringe Geschwindigkeit abbremst.
- Infolgedessen wirken keine Kräfte der Strömungsdynamik auf die Partikel, so dass diese nicht beschleunigt und dispergiert werden können.
- Somit wird die Dispersion durch die Grenzschicht reduziert und es kommt zur Entstehung charakteristischer Partikeltrajektorien.

Zusätzlich konnte in dieser Arbeit experimentell gezeigt werden, dass es zu einer verbesserten Dispersion kommt, wenn die Ausbildung einer Grenzschicht abgeschwächt wird. Um dies zu ermöglichen, wurden verschiedene Einflüsse untersucht. Hierzu wurden verschiedene Geometrien in den Windkanal eingebaut, die die Grenzschichtströmung beeinflussen sollten. Es konnte gezeigt werden, dass sich durch den Einbau eines Vortex-Generators eine ideale Dispersion erreichen lässt. Dieser Einbau erzeugt eine Wirbelstruktur deren Wirbelvektor parallel zu Hauptströmungsrichtung steht (longitudinaler Wirbel) und deswegen die Partikel nach der Dispersion sehr effektiv transportiert.

Insgesamt konnte mit Hilfe der durchgeführten Experimente gezeigt werden, dass es möglich ist, die Partikeldynamik mit dem entwickelten Aufbau nachzuverfolgen und zu verstehen. Die so gewonnen Erkenntnisse können verwendet werden, um ein neues Partikelmodell zu überprüfen oder zu optimieren. Zudem konnte in den Messaufbau ein optischer Partikelzähler über einen virtuellen Impaktor integriert werden, durch den auch integral über die gesamte Messzeit Partikeldaten gesammelt werden konnten, die hier in einer statistischen Auswertung näher untersucht wurden. Auch diese Ergebnisse können mit denen aus der Simulation verglichen werden.

Somit können die wichtigsten Ergebnisse der hier vorgestellten Arbeit wie folgt zusammengefasst werden:

- Ein bereits vorhandenes Partikelmodell in einem Strömungsmechanik-Löser konnte weiterentwickelt werden durch das Betrachten von Partikel/Partikel- und Partikel/Fluid-Wechselwirkungen. Hierdurch wurde es möglich das Partikelverhalten in Pulverschüttungen und in Agglomerate numerisch zu beschreiben.
- Zudem konnten Experimente entwickelt werden, mit denen es möglich wurde die physikalischen Partikeleigenschaften zu bestimmen, deren Kenntnis zur Durchführung der numerischen Berechnungen notwendig ist.
- Zur Validierung der Simulation sollten die Partikeltrajektorien experimentell nachverfolgt werden. Hierzu wurden mehrfachbelichtete Aufnahmen der Partikelbewegung mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen und ausgewertet.
- Bei einem Vergleich der numerischen Berechnungen mit der Modellerweiterung und dem hier vorgestellten Versuchsaufbau konnte gezeigt werden, dass das Partikelverhalten in einer Schüttung und bei deren Dispergierung bereits erfolgreich numerisch beschrieben werden konnte.
- Sowohl die Experimente als auch die Simulation konnten erste Einblicke in die Entstehung und Dynamik von festen Aerosolen geben und es kann davon ausgegangen werden, dass durch weitere Untersuchungen ein noch besseres und tieferes Verständnis gewonnen werden kann.

5.2 Ausblick

Bei den hier durchgeführten Experimenten und numerischen Berechnungen zur Untersuchung der Partikeldynamik haben sich einige Fragestellungen und Herausforderungen ergeben, die noch zu lösen sind.

Ein wesentliches Problem entsteht durch die beschränkte Rechenleistung der Computer. Aufgrund dessen ist es nicht möglich, übliche Pulvermengen zu simulieren, da eine sehr große Anzahl an Partikeln in diesen Pulvern vorliegt. Dies wurde in dieser Arbeit durch eine Modellimplementierung gelöst, mit der die verwendete Berechnung parallel auf mehreren Recheneinheiten ausgeführt werden konnte. Jedoch ist die Anzahl der Recheneinheiten auf einem Computer beschränkt. Doch gerade der hier vorgestellte Kontaktsuchalgorithmus, aber auch viele andere numerische Berechnungen sind sehr gut parallelisierbar, so dass es möglich wäre, die Interaktion von mehreren hunderten Partikeln über Grafikprozessoren gleichzeitig berechnen zu können. Denn diese Prozessoren zur graphischen Bildverarbeitung bieten eine viel höhere Anzahl von Recheneinheiten, die speziell für die Verarbeitung paralleler Prozesse optimiert wurden.

Zudem könnte durch eine Trennung der Zeitschritte bei der Berechnung von kontinuierlicher und diskreter Phase, die Partikelbewegung in viel kleineren Zeitschritten als die Strömung gelöst werden. Hierdurch könnten die wahren Stoßzeiten der Partikel berücksichtigt und der numerische Aufwand zur Lösung der Strömungsdynamik reduziert werden.

Neben diesen formalen Verbesserungen zur Berechnung einer sinnvollen Aerosoldynamik ist auch eine Verbesserung des Modells nötig. Hier ist vor allem die geringe Agglomeratenstabilität zu nennen, die in den numerischen Berechnungen beobachtet wurde. Durch diese geringe Stabilität war es nicht möglich eine mit den Experimenten vergleichbare Dynamik der Agglomerate zu bestimmen. Zum einen kann diese reduzierte Stabilität auf das Fehlen der Kapillarkraft in der Simulation zurückgeführt werden. Daher wurde auf Basis der hier vorgestellten Ergebnisse im Anschluss an diese Arbeit eine Kapillarkraft in die Modellerweiterung übernommen. Zum anderen ist die Stabilität der Agglomerate reduziert durch die Verwendung des einfachen Feder/Dämpfer-Kontaktmodells. Durch die Wahl eines adhäsiven Kontaktmodells könnte die Agglomeratenstabilität weiter optimiert werden (Abb. 2.8).

Neben diesen Aspekten hat sicher auch die Umströmung der Partikel durch das Fluid einen Einfluss auf die Stabilität der Agglomerate. Der hier entwickelte Ansatz zur Beschreibung der Zwei-Körper Umströmung könnte hier prinzipiell für eine Verbesserung der Agglomeratenstabilität erweitert werden.

Zudem gibt es auch am experimentellen Windkanal einen Verbesserungsvorschlag. So könnte am Windkanal der Querschnitt der Messkammer kleiner ausgelegt werden, so dass auch mit kleineren Volumenströmungen in der Kammer eine hohe Fließgeschwindigkeit erreicht werden kann. Zusätzlich würde dadurch die Fluidgeschwindigkeit in der Düse des virtuellen Impaktors und der Einlassdüse reduziert werden, was eine Ausbildung unerwünschter Strömung verhindern kann.

Da sowohl die hier durchgeführte Experimente als auch die Simulation sehr reproduzierbare Ergebnisse aufgezeigt haben, sollten beide Methoden auch in Zukunft weiter optimiert werden, um ein tieferes Verständnis der Partikeldynamik in Aerosolen zu erhalten. Dieses Verständnis ist von sehr großer Bedeutung, da in vielen wissenschaftlichen und technischen Gebieten (wie z. B. Medizin, Pharmazie, Meteorologie und Umwelttechnik) fundierte Kenntnisse über Aerosole und deren Verhalten unverzichtbar sind. Mit Hilfe der in dieser Arbeit beschriebenen ersten Ergebnisse ist bereits ein großer Schritt auf diesem Weg unternommen worden.

A Anhang

A.1 Analyse von normierten Partikelgrößenverteilungen

A.1.1 Einfache Log-Normalverteilung nach DIN ISO 9276-5

Die Partikelgrößenverteilungen sind meist charakterisierbar durch Log-Normalverteilungen. Daher ist es sinnvoll, diese Verteilungsform für eine Regression der gemessenen Größenverteilungen zu verwenden um die Messungen analysieren zu können.

Die Log-Normalverteilung ist gegeben über die Wahrscheinlichkeitsdichte:

$$q_r^*(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-z^2/2}$$

mit r : Dimensionalität der Verteilung ($r = 0$: Anzahlverteilung / $r = 3$: Volumenverteilung). Die normierte Summenverteilung ergibt sich durch die Definition:

$$\begin{aligned} Q_r^*(z) &= \int_{-\infty}^z q_r(\zeta) d\zeta \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z e^{-\zeta^2/2} d\zeta \end{aligned}$$

Dabei ist z definiert als der Logarithmus von x , der skaliert wurde zur mittleren Partikelgröße $x_{50,r}$ und der dimensionslosen Standardabweichung s bzw. der geometrischen Standardabweichung s_g . Diese Werte sind charakteristisch für eine Partikelgrößenverteilung. Es folgt:

$$\begin{aligned} z &= \frac{1}{s} \ln \left(\frac{x}{x_{50,r}} \right) = \frac{1}{\ln(s_g)} \ln \left(\frac{x}{x_{50,r}} \right) \\ &= \frac{1}{\log(s_g)} \log \left(\frac{x}{x_{50,r}} \right) \end{aligned}$$

Dies kann umgeschrieben werden zu: $x = x_{50,r} e^{s \cdot z}$

A.1.2 Log-Normalverteilung in Abhängigkeit der Partikelgröße x

Um die Verteilung in Abhängigkeit von x zu berechnen, muss beachtet werden, dass $q_r^*(z)$ und $Q_r^*(z)$ abhängig sind von der dimensionslosen Größe z . Wird dann über die Partikelgröße x integriert, muss dz durch dx substituiert werden. Dies bedeutet, es muss beachtet werden:

$$\begin{aligned} q_r^*(z) dz &= q_r(x) dx \\ \frac{dz}{dx} &= \frac{d}{dx} \frac{1}{s} \ln \left(\frac{x}{x_{50,r}} \right) \\ \Rightarrow q_r(x) &= \frac{1}{xs} q_r^*(z(x)) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}xs} \exp \left(\frac{- \left(\ln \left(\frac{x}{x_{50,r}} \right) \right)^2}{2s^2} \right) \end{aligned}$$

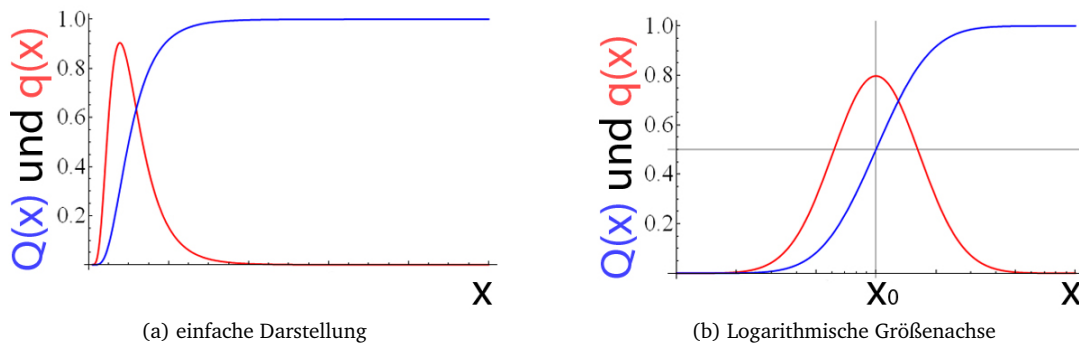


Abbildung A.1: Die Verteilung (roter Verlauf) und die Summenverteilung (blauer Verlauf) einer Log-Normalverteilung, wie sie zur Charakterisierung der Partikelgrößenverteilungen in dieser Arbeit verwendet wurde.

Nun kann hieraus die Summenverteilung berechnet werden:

$$Q_r(x) = \int_{x_{min}}^x q_r(\xi) d\xi$$

$$\Rightarrow Q_r(x) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\ln(x) - \ln(x_{50,r})}{\sqrt{2}s} \right) \right)$$

Diese Verteilungen lässt sich auch grafisch darstellen (Abb. A.1). Die hier genannten Verteilungsfunktionen lassen sich sehr gut in Origin realisieren, so dass man diese Funktionen an die gemessenen Größenverteilungen anpassen kann.

A.1.3 charakteristische Größen der Verteilung

A.1.3.1 Standardabweichung

Nun können die charakteristischen Größen der Log-Normalverteilung aus den Fitergebnissen der Summenverteilung ausgelesen werden. Die Standardabweichung der Log-Normalverteilung kann berechnet werden mit Hilfe der Werte der Summenverteilung. Das bedeutet, dass im Folgenden die Größen:

- $x_{84,r}$: Partikelgröße bei der $Q_r = 0,84$,
- $x_{50,r}$: Partikelgröße bei der $Q_r = 0,50$, gemittelter Partikeldurchmesser der Summenverteilung der Dimensionalität r ,
- $x_{16,r}$ Partikelgröße bei der $Q_r = 0,16$ benötigt werden.

Dabei wurden von der International Organisation for Standardization 2005 die Werte 0,84 und 0,16 festgelegt, statt der präziseren Werte 0,841 34 und 0,158 65.

Die Standardabweichung errechnet sich damit aus:

$$s = \ln \left(\frac{x_{84,r}}{x_{50,r}} \right) = \ln \left(\frac{x_{50,r}}{x_{16,r}} \right)$$

und die geometrische Standardabweichung s_g durch:

$$s = \ln(s_g) \Rightarrow s_g = e^s$$

A.1.4 k^{te} Moment

Das k^{te} Moment errechnet sich nach ISO-Definition über:

$$M_{k,r} = \int_{x_{min}}^{x_{max}} x^k q_r(x) dx$$
$$M_{k,r} = x_{50,r}^k e^{\frac{k^2 s^2}{2}}$$

A.1.4.1 gemittelte Partikelgröße

Die gemittelte Partikelgröße ist definiert über:

$$\bar{x}_{k,r} = \sqrt[k]{M_{k,r}} = x_{50,r} e^{\frac{k^2 s^2}{2}}$$

So kann man für den mittleren Partikeldurchmesser $k = 1$ für eine Anzahlverteilung $r = 0$ schreiben:

$$\bar{x}_{10} = M_{10} = x_{500} e^{\frac{s^2}{2}}$$

A.1.5 Bi-Log-Normalverteilung

Häufig weisen die Partikelgrößenverteilungen eines pharmazeutischen Aerosols einen Feinanteil auf. Dieser entsteht durch den zu inhalierenden Wirkstoff, der kleiner produziert wird und mit größeren Partikeln z.B. Laktosepulver gemischt wird. Das heißt, die Partikeldichteverteilung zeigt zwei Peaks, die zwei verschiedenen Log-Normalverteilungen entsprechen. Um beide Peaks mit Origin an fitten zu können und dabei noch Informationen über beide Verteilungen erhalten zu können, muss eine neue Verteilungsfunktion gefunden werden. Hierzu wurden zwei verschiedene Summenverteilungen der Log-Normalverteilung durch Addition miteinander verknüpft. Die so entstehende neue Log-Normalsummenverteilung sollte auch normiert sein. Hierzu wurde eine Verteilung mit einer Konstanten p multipliziert und die Zweite mit $1 - p$. So ist in der Addition wieder $p + (1 - p) = 1$ und die Summenverteilung ist normiert.

Die neue Bi-Log-Summenverteilung lautet:

$$Q_{2,r}(x) = \frac{p}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\ln(x) - \ln(x_{150,r})}{\sqrt{2}s_1} \right) \right) - \frac{p-1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\ln(x) - \ln(x_{250,r})}{\sqrt{2}s_2} \right) \right)$$

Hier sind $x_{150,r}$, s_1 die charakteristischen Größen der ersten Log-Normalverteilung und die Größen $x_{250,r}$, s_2 der Zweiten.

Die Ableitung der Summenverteilung nach x ergibt die Verteilungsdichte:

$$q_{2,r}(x) = \frac{p}{\sqrt{2\pi}x s_1} e^{-\left(\frac{\ln\left(\frac{x}{x_{150,r}}\right)}{s_1}\right)^2} - \frac{p-1}{\sqrt{2\pi}x s_2} e^{-\left(\frac{\ln\left(\frac{x}{x_{250,r}}\right)}{s_2}\right)^2}$$

Auch diese Verteilungen werden in den Bildern A.2a und A.2b exemplarisch gezeigt.

Die Normierungsbedingung kann überprüft werden:

$$Q_{2,r}(x > x_{max}) = \int_{x_{min}}^{x_{max}} q_{2,r}(\xi) d\xi = 1$$

Auch diese Verteilungsfunktion wurde in Origin als Fitfunktion realisiert, so dass die Funktion an die gemessenen Partikelgrößenverteilungen angefitet werden konnte.

A.2 Überprüfung des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der Partikeltrajektorie

A.2.1 Kalibrierung und Überprüfung der elektronischen Signale

Um eine sinnvolle Steuerung und Überprüfung des Volumenflusses durch den Windkanal gewährleisten zu können, war es notwendig, sowohl die Steuerung über das elektrische Druckventil, als auch die gemessenen

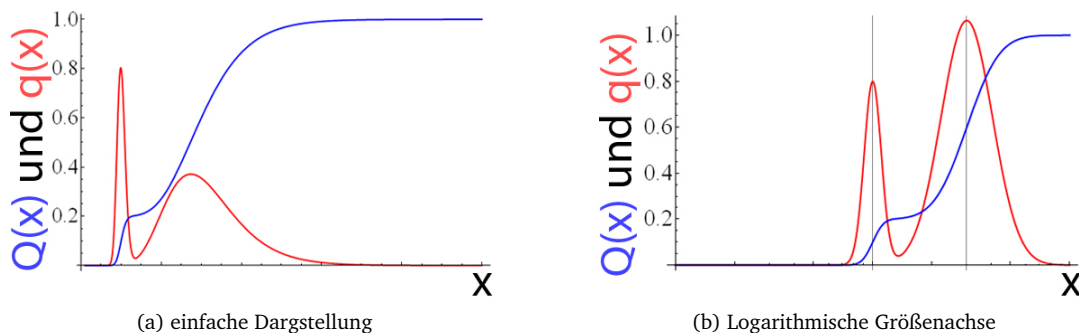


Abbildung A.2: Verteilung (roter Verlauf) und Summenverteilung (blauer Verlauf) einer Bi-Log-Normalverteilung, wie sie durch [Becker 2008] zur Charakterisierung der Partikelgrößenverteilungen eingeführt und in dieser Arbeit verwendet wurde.

Spannungen am Volumenstrommessgerät zu überprüfen. Hierzu wurde die Messung des Volumenstroms kalibriert, so dass anschließend das Druckventil vermessen werden kann.

Zum Messen des Volumenstroms wird vom Messgerät eine zum Volumenstrom proportionale Spannung erzeugt, die vom AD-Wandler in der Steuerkarte gewandelt wird, so dass es vom Computer eingelesen werden kann. Zudem ist das Messgerät über eine serielle Schnittstelle mit dem Computer verbunden, so dass der Computer eine feste, aber geringe Anzahl von Messwerten des Volumenstroms direkt über das Gerät empfangen kann. Die so übertragenen Daten sind bereits in den gemessenen Volumenstrom umgerechnet, so dass die Spannungsausgabe kalibriert werden kann.

Hierzu wurde ein kleines Programm für die Steuerkarte geschrieben, welches zunächst das Druckventil auf einen Druckwert einstellt. Anschließend wartet die Steuerkarte eine längere Zeit, bis sich das Druckventil korrekt eingestellt hat und misst die Ausgangsspannung des Volumenstrommessgerätes mit über 500 Messungen (im zeitlichen Abstand von 1 ms). Aus diesen Daten bestimmt die Messkarte Mittelwert und Standardabweichung und überträgt diese an den Computer. Dieser liest den gemessenen Volumenstrom aus dem Messgerät aus und speichert die Werte ab. Diese Messungen wurden für mehrere eingestellte Druckwerte am Druckventil durchgeführt. Anschließend wurden die digital gemessenen Spannungen in einem Diagramm gegen die ausgelesenen Volumenströme aufgetragen. Diesen Zusammenhang zeigt Abb. A.3, der durch eine lineare Regression charakterisiert wurde. Die so angepasste Gerade weist eine Steigung von $m_V = (9,162 \pm 0,004) \times 10^{-3} \text{ l min}^{-1}$ auf und zeigt, dass eine digitaler Spannungswert von 0 bit einem Volumenstrom von $(-300,44 \pm 0,17) \text{ l min}^{-1}$ (Achsenabschnitt) entsprechen würde. Durch diese Gerade kann die Spannung in einen Volumenstrom umgerechnet werden.

Um den eingestellten Druckwert am Ventil in einen voraussichtlichen Volumenstrom umzurechnen zu können, wurde während der vorgestellten Kalibrierungsmessung auch der am Ventil eingestellte Druck zu den gemessenen Volumenströmen abgespeichert. Da in dem strömungsmechanischen Aufbau zwei Drosselventile zur Untersuchung verschiedener Strömungsbereiche verwendet wurden, musste die Kalibrierung für beide Ventile durchgeführt werden. Abb. A.3 zeigt das Ergebnis des großen Drosselventils ($q_V \leq 275 \text{ l min}^{-1}$).

Anschließend wurde an die Daten eine Gerade angepasst, mit der der nötige Spannungswert berechnet werden konnte, um den gewünschten Volumenstrom zu erreichen. Dazu wurde der Druckwert als digitaler Spannungswert vorgegeben und am Ventil eingestellt. Die angepasste Gerade hat eine Steigung von $(113,3 \pm 0,6) \text{ bit min l}^{-1}$ und schneidet die y-Achse bei $(3,0319 \pm 0,0093) \times 10^4 \text{ bit}$. Ab einem Wert von 275 l min^{-1} ist der maximal mögliche Volumenstrom erreicht. Ein weiteres Erhöhen der Spannung am Druckventil führt zu keiner Erhöhung der Drucks. Auch für das kleine Drosselventil ($q_V \leq 160 \text{ l min}^{-1}$) wurde diese Regressionsgerade bestimmt. Sie hatte eine Steigung von $(221,89 \pm 1,99) \text{ bit min l}^{-1}$ und schneidet die y-Achse bei $(2,9089 \pm 0,0203) \times 10^4 \text{ bit}$.

Um den vom Druckventil gemessenen Druck, der über eine Spannung von der Messkarte gemessen werden konnte, in den wahren Druck umrechnen zu können, wurde an den Ausgang des Druckventils ein digitaler Druckmesskopf angeschlossen und für fünf eingestellte Druckwerte der wahre Druck bestimmt. Anschließend wurde auch für diese Werte eine Regression zur Kalibrierung durchgeführt.

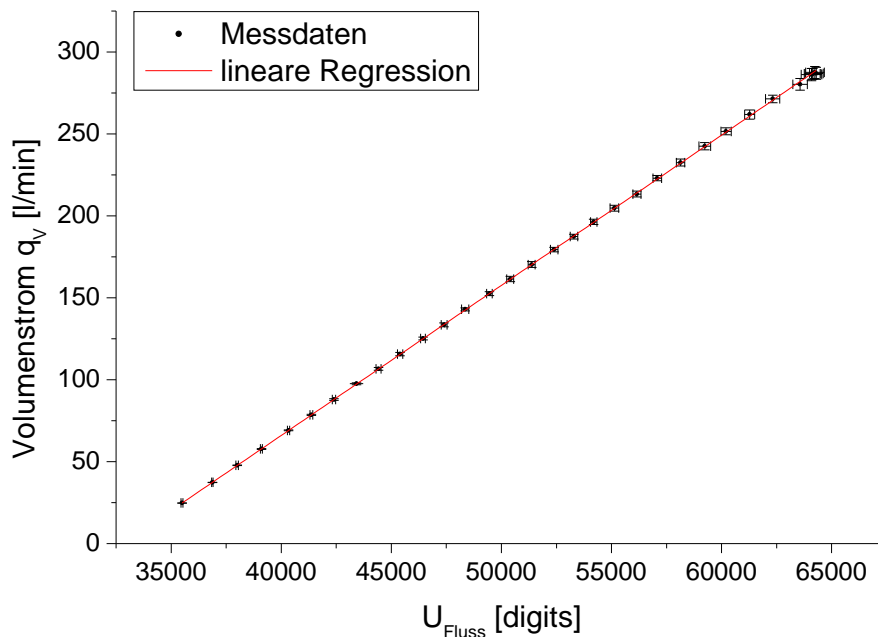


Abbildung A.3: Linearer Zusammenhang zwischen der gemessenen Spannung des Volumenstrommessgerätes und dem Wert, der über die serielle Datenverbindung direkt aus dem Messgerät ausgelesen werden konnte. Die hier gezeigte Spannung wurde von einem AD-Wandler bestimmt und als digitaler Wert abgetragen. Um den Spannungswert bei den folgenden Messungen in den Volumenstrom umrechnen zu können wurde eine lineare Regression durchgeführt.

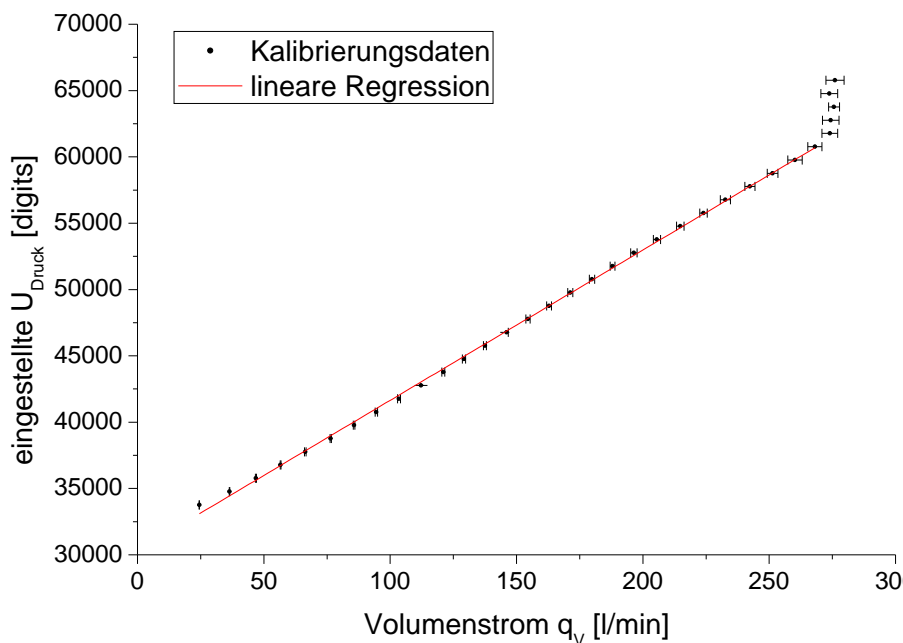


Abbildung A.4: Abhängigkeit des eingestellten Drucks (dargestellt ist die eingestellte Spannung am Ventil mit großem Drosselventil $q_V \leq 275 \text{ l min}^{-1}$) vom gemessenen Fluss am Volumenstrommessgerät (schwarze Datenpunkte). Das Diagramm zeigt einen linearen Zusammenhang, der über eine Regression (roter Verlauf) charakterisiert wurde. Dadurch ist es möglich, die nötige Spannung für einen Volumenstrom zu bestimmen, die am Druckventil angelegt werden soll.

Alle Daten dieser Kalibrierungen wurden anschließend in die Steuerungssoftware übertragen, so dass diese Werte für alle weiteren Messungen verfügbar waren. Dadurch konnte die Software zum einen die Spannung errechnen, die zum Erreichen der gewünschten Volumenströmung benötigt wird. Zum anderen konnte die Steuerungssoftware auch die Messdaten der Volumenstrommessung und der Druckmessung direkt umrechnen in die wahren Messgrößen und deren Fehlerwerte, die nach jeder Messung abgespeichert wurden.

Da die verwendeten Drosselventile den eingestellten Volumenstrom definierten, mussten deren Einstellung und Funktionsweise in regelmäßigen Abständen überprüft werden. Hierzu wurden täglich vor dem Messungsbeginn drei verschiedene Luftdruckwerte am Druckventil eingestellt und der resultierende Volumenstrom über die Spannung am Messgerät bestimmt. Anschließend wurden die gemessenen Werte mit den aus der Regression berechneten Werten verglichen. Über die gesamte Messzeit war keine Abweichungen feststellbar.

Auch die zeitliche Abfolge der elektrischen Signale zur Steuerung der Laserpulse und der Kamera musste regelmäßig überprüft werden, denn eine Abweichung hätte sich in einer Veränderung der Bildbelichtung bemerkbar gemacht. Hierzu wurden täglich die Frequenz des Funktionsgenerators, die zeitliche Verzögerung zwischen den Laserpulsen (gemessen über die Photodiode) und dem Funktionsgenerator, sowie zwischen dem Starten der Bildaufnahme und dem Funktionsgenerator bestimmt. Bei allen Messungen wurden zur Charakterisierung der Dispersion die gleichen Bildaufnahme- und Laserpuls-Einstellungen gewählt.

Für diese Messungen wurde am Frequenzgenerator eine Frequenz von $f_{\text{Gen}} = (5,042 \pm 0,011) \times 10^3$ Hz eingestellt, die somit die Wiederholrate der Laserpulse definiert und am Oszilloskop zusätzlich überprüft wurde. Hier wurde eine Frequenz von $f_{\text{Oszi}} = (5,015 \pm 0,021) \times 10^3$ Hz gemessen. Da für die Frequenzanzeige am Funktionsgenerator eine Genauigkeit von $\Delta f_{\text{Gen}} = 5\% = 250$ Hz vom Hersteller angegeben wurde, wurde für die Messung der Wiederholrate des Lasers das Oszilloskop verwendet. Hierbei wurde ein zeitlicher Abstand $\Delta t_L = (199,4 \pm 0,8) \mu\text{s}$ gemessen. Das elektrische Signal des Funktionsgenerators wurde dabei durch ein Delay und das Lasersystem verzögert, so dass es zu einer Verzögerung bei der Erzeugung des Laserpulses gekommen ist. Diese Verzögerung wurde durch die Photodiode am Oszilloskop bestimmt auf $\Delta t_{L,G} = (10,21 \pm 0,08) \mu\text{s}$.

Die Belichtungszeit der Kamera wurde in der Steuerungssoftware der Kamera auf $\Delta t_E = 875 \mu\text{s}$ gesetzt und am Oszilloskop überprüft. Der Mittelwert dieser Überprüfung ergab den eingestellten Wert mit einer statistischen Abweichung von $\pm 0,736 \mu\text{s}$. Die gesamte Bildaufnahme mit Auslesen und Verarbeiten der Bildsensoren benötigt eine Zeit von $(1,002 \pm 0,008)$ ms. Die Bildwiederholrate berechnet sich somit auf $f_K = (998 \pm 8)$ Hz. Die zeitliche Verzögerung zwischen dem Starten der Bildaufnahme und dem Triggersignal des Funktionsgenerators wurde bestimmt auf $\Delta t_{K,G} = (2,38 \pm 0,03) \mu\text{s}$. Dies bedeutet, dass der erste Laserpuls zum Belichten des Bildes $(7,83 \pm 0,09) \mu\text{s}$ nach dem Start einer Bildaufnahme erfolgt ist. Das elektronische Delay des Lasers wurde also korrekt eingestellt, dass dieser Laserpuls während der Bildaufnahme erfolgt und das Bild korrekt belichtet wird.

Aber auch bei der Partikelmessung mit dem optischen Partikelzähler entsteht eine zeitliche Verzögerung, da die Steuerungssoftware der Messkarte auf den Start der Partikelzählung warten musste. Bei diesem Wartevorgang kommt es zu einer Verzögerung. Um diese Verzögerung abschätzen zu können, wurde ein Programm geschrieben (Programmierungsumgebung: AutoIt V3, Freeware), das den Startbefehl des optischen Partikelzählers als Ereignis registrieren kann, da sich dabei ein Programmfenster schließt. Das Starten der Messung über die Steuerkarte konnte dann durch das Öffnen einer Statusmeldung erfasst werden. Die Zeitdifferenz beider Ereignisse wurde dann vom Programm in einer Textdatei ausgegeben. Mit dieser Methode wurde eine maximale Zeitverzögerung von 1,17 ms bestimmt. Dabei konnte durch die Beobachtung des Schließens und Öffnens von Fenstern nur die maximale Zeitverzögerung abgeschätzt werden. Im Vergleich zur Zeitdauer eines gesamten Versuches, der bis zu 1 min dauern konnte, ist diese geringe Verzögerung aber von keiner größeren Bedeutung. Diese Verzögerung wurde als Abschätzung des Zeitfehlers bei der Auswertung der Partikelzählung verwendet.

Zudem wurden während der Messung wichtige Umgebungsdaten in regelmäßigen Abständen erfasst (Tab. A.1). Bei der Betrachtung dieser Daten zeigt sich, dass die Druckluftfeuchte aufgrund des verwendeten Messgerätes nicht näher bestimmt werden konnte. Die hier verwendete Druckluft war stark entfeuchtet.

Ferner wurde der optische Partikelzähler in regelmäßigen Abständen gereinigt und nach den Herstellervorgaben kalibriert. Hierzu wurde das Streulicht eines monodispersen Latexpulvers aufgenommen. Anschließend wurden die Verstärkerspannungen des Photomultipliers im Partikelzähler so angepasst, dass das Maximum aller Streulichtspannungen der aufgenommenen Partikel einen bestimmten digitalen Wert erreicht.

Tabelle A.1: Mittelwert und Standardabweichung der Messwerte der Umgebungseigenschaften über den gesamten Zeitraum der Messungen. Es wurden Temperatur (ϑ), Feuchte (H) und Luftdruck (p) im Raum (Raum), sowie Temperatur und Feuchte der Druckluft (Druck) bestimmt, die zur Erzeugung der Volumenströmung verwendet wurde.

	$\vartheta(Raum)$ [°C]	$H(Raum)$ [% rel. H.]	$p(Raum)$ [bar]	$\vartheta(Druck)$ [°C]	$H(Druck)$ [% rel. H.]
Mittelwert	22	43	1,011	23	<5
Fehler	1	7	6×10^{-3}	1	<5

A.2.2 Überprüfung der Strömungseinstellung

Um die vorgenommenen Einstellungen kontrollieren zu können, wurde ein Programm (Mathematica 6.0, Wolfram Research Inc., USA) geschrieben, das die Messdaten aus einer Datei laden konnte, die vom AD-Wandler der Steuerkarte aufgenommen wurde. In dieser Datei wurden nach jeder Messung neben den digitalen Rohdaten auch die umgerechneten Werte der Volumenströmung im Kanal und der Luftdruck am elektrischen Ventil abgespeichert. Um dabei nicht die große Vielzahl von Messdaten speichern zu müssen, wurden diese auf ein sinnvolles Maß von 1×10^3 Werten reduziert. Da die Messdaten der Volumenströmung aufgrund der schnellen Messerfassung mit dem AD-Wandler relativ stark stochastisch variierten und sich dieses Rauschen bei einer einfachen Entnahme der Daten verstärkt hätte, musste dieses Rauschen zuvor reduziert werden. Hierzu wurden die Messwerte vor der Datenentnahme durch einen Wavelet-Filter gefiltert.

Zur Überprüfung der Einstellungen der Steuerkarte wurden die Daten der Volumenströmung aufgetragen gegen die Messzeit. Diese Messdaten sind beispielhaft an einer Messung mit Glaspulver, einer maximalen Volumenströmung $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Änderung der Volumenströmung $m_q = 10,03 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$ in Abb. A.5 durch schwarze Datenpunkte dargestellt.

Zur Überprüfung der Einstellung wurde für jede Messung eine lineare Regression durchgeführt, deren Ergebnis durch eine rote Linie gezeigt wird. Für die Regressionsgerade wurde eine Steigung bestimmt von $m_q = (10,08 \pm 0,013) \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Die Gerade schneidet die y-Achse bei $q_{V,0} = (127,8 \pm 0,18) \text{ l min}^{-1}$. Dadurch zeigt sich, dass die wahre Änderung der Strömung etwas von den Einstellungen abweicht. Im untersten Diagramm wurde diese Abweichung für alle Messdaten dargestellt. Es ist klar zu erkennen, dass gerade zu Beginn der Messung die Abweichungen sehr groß sind. In diesem Bereich arbeitet das Ventil vermutlich aufgrund der Regelung zu langsam. Das Ventil benötigt eine bestimmte Zeit, bis die gewünschte Flussrate erreicht ist. Diese Zeitverzögerung ist umso größer, je größer der Einstellweg des Ventils zum gewünschten Sollwert ist. Gerade zu Beginn der Messung ist dieser Weg noch relativ groß. Je mehr Zeit aber das Ventil zur Anpassung hat, umso kleiner wird die Differenz zwischen Soll- und Istwert der Strömung. Dabei haben die kleinen Sprünge des Sollwerts keinen Einfluss mehr, da sich der Einstellweg kaum vergrößert.

Zudem zeigt die Regression, dass es mit dem Ventil nicht möglich war, zu Beginn der Messung die Gerade bei einer Volumenströmung von $q_{V,0} = 0 \text{ l min}^{-1}$ beginnen zu lassen, da das Ventil bei diesen kleinen Strömungen nicht linear arbeitet. Dieses nicht-lineare Verhalten ist auch in Abb. A.4 bei kleinen Volumenströmungen zu erkennen. Daher wurde der Volumenstromanstieg so gewählt, dass er bei einem definierten Wert beginnen sollte. Dieser Wert wurde definiert auf $q_{V,0} = 30 \text{ l min}^{-1}$. Dieser Wert weicht erneut von dem Ergebnis der linearen Regression und dem tatsächlichen Messdatenverlauf ab. Auch diese Abweichung ist auf die Verzögerung zurückzuführen, die das Ventil zum Einstellen eines gewünschten Volumenstroms benötigt.

Nach Erreichen der gewünschten maximalen Volumenströmung geht diese über in eine konstante Strömung. Die dabei erreichte Volumenströmung wurde auch in Mathematica durch eine Mittelwertbildung der letzten 400 Messdaten berechnet. Bei dieser Messung ergab sich eine mittlere, maximale Volumenströmung von $q_{V,max} = (278 \pm 3) \text{ l min}^{-1}$. Diese Volumenströmung ist also im Mittel etwas größer, als die eigentlich gewünschte Strömung.

Die hier gezeigten Werte wurden durch das geschriebene Programm für alle erfolgreich durchgeführten Messungen erhoben. Anschließend wurden die so gewonnen Daten in eine Datenbank (Microsoft Access 2007, Microsoft, USA) importiert und den entsprechenden Versuchen zugeordnet. Um die Qualität der eingestellten Strömung zu beurteilen, wurden die Daten in ein weiteres Programm (Modde 9.0, Umetrics, Schweden) zur statistischen Auswertung über eine MLR überführt. Dabei wurden die Daten auf Konsistenz geprüft und im Zweifel verworfen, da vereinzelte Ergebnisse nicht über eine automatische Regression ausgewertet werden konnten.

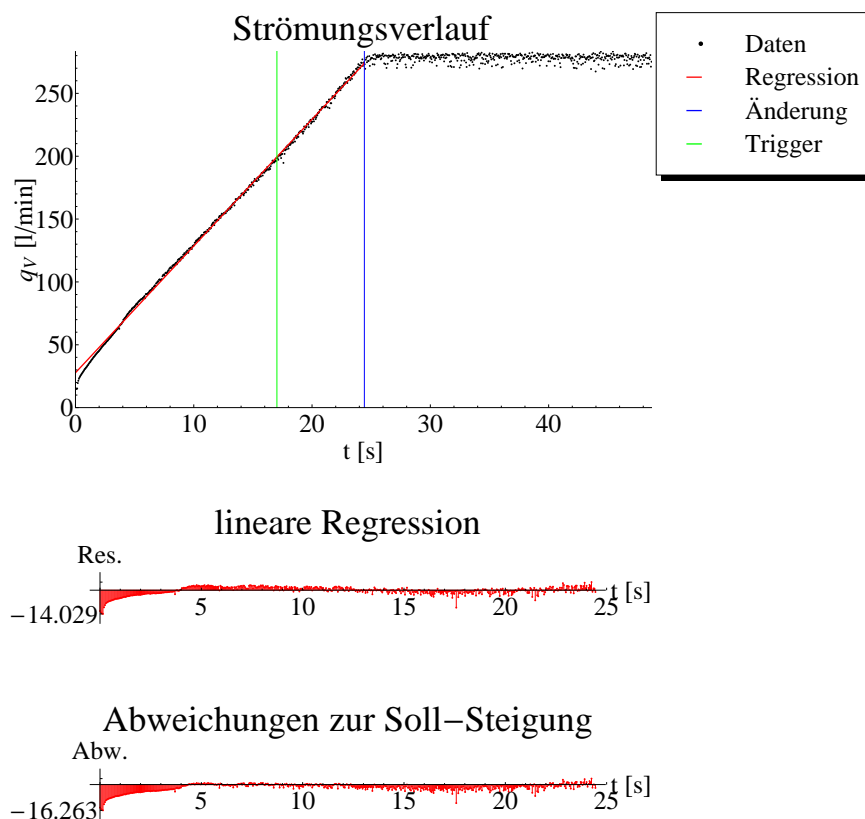


Abbildung A.5: Messdaten der Volumenstromänderung (schwarze Punkte) für die Messung mit Glaspulver, einer maximalen Volumenstromänderung $m_q = 10,031 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$ und einer Volumenstromänderung $m_q = 10,031 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Außerdem zeigt das Diagramm den Übergang vom steigenden zum konstanten Strömungsbereich (blaue Linie) und den Zeitpunkt der Triggerung zum Aufnahmestopp der Kamera (grüne Linie). Zudem wurde mit Mathematik eine lineare Regression (rote Linie) durchgeführt. Das mittlere Diagramm zeigt die Residuen der Datenpunkte zur Regression, das untere Diagramm die Abweichung zum eingestellten Sollverlauf. Das Eintragen der Fehler aufgrund der Umrechnung (siehe Regressionsergebnisse im vorherigen Kapitel) war an dieser Stelle nicht nötig, da deren geringe Breite nicht erkennbar war.

"DVG-Konstant [s]"	2751	24277
"DVpl-Str-Messung [s]"	0	28996
"mittl. Vol.-Str. (Ende) [l/min]"	278	2003
"DVpl-Str. (Ende) [l/min]"	3062	70
"mittl. Vol.-Str. (Ende) [l/min]"	2492	28
"mittl. Fit-Abweichung"	2	49228
"Estimate"	27.759	0.183767
"Asymptotic"	10.0803	0.0128046
"Regression-Erg."	"a"	
	"m"	

Anschließend wurde eine MLR [Becker 2008; Fahrmeir u. a. 2009; Hatzinger u. a. 2011] der Daten in Abhängigkeit der eingestellten Sollwerte von $q_{V,0}$, $q_{V,max}$ und m_q durchgeführt. Dabei hat sich gezeigt, dass eine solche Auswertung für den Start der Volumenströmung $q_{V,0}$ nicht ohne weiteres möglich ist, da dessen Ergebnisse zu sehr geschwankt haben. Dahingegen ist eine Auswertung der maximalen Volumenströmung $q_{V,max}$ möglich, deren Messwerte nur abhängig vom eingestellten Sollwert dieser Größe waren. Diese Abhängigkeit zeigt Abb. A.20. Um bewerten zu können, wie gut der tatsächliche, vom Volumenstrommessgerät gemessene, Wert vom Sollwert abweicht, wurde eine lineare Regression durch diese Daten durchgeführt. Die so angepasste Gerade hat eine Steigung von $m = 1,0083$. Da die Steigung fast eins ist, entspricht der gemessene maximale Volumenstrom dem eingestellten Wert. Der Achsenabschnitt der Gerade $a = -1,693$ deutet darauf hin, dass die wahren maximalen Volumenströmungen alle um diesen Wert kleiner waren als der eingestellte Soll-Wert. Diese Abweichung ist vernachlässigbar klein im Vergleich zu den betrachteten Werten der Volumenströmung. Außerdem wurde die Standardabweichung der Volumenströmung in dem Bereich untersucht, in dem diese den maximalen Wert erreicht. Hierzu wurden auch diese Werte durch eine multiple lineare Regression ausgewertet und deren Ergebnis in Abb. A.21 dargestellt. Das Diagramm zeigt eine eindeutige Abhängigkeit der Schwankung des gemessenen $q_{v,max}$ vom eingestellten Wert. Dabei kann an dieser Stelle nicht beurteilt werden, ob diese Schwankung durch das Druckventil selbst oder das Messen der Volumenströmung über den AD-Wandler zustande kommt. Im statistischen Mittel aller Messungen ist diese Schwankung aber im Vergleich zu $q_{v,max}$ vernachlässigbar gering.

Außerdem wurde die Steigung m_q der zuvor angepassten Regressionsgerade über diese statistische Auswertung näher untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass diese nicht nur abhängig ist vom eingestellten Sollwert, sondern auch von der maximalen Volumenströmung. Doch zunächst wurden die eingestellten Sollwerte in Abb. A.22 gegen den gemessenen Wert der Steigung aufgetragen. Um die Einhaltung der eingestellten Werte zu überprüfen, wurde an diese Daten eine Gerade angepasst, die eine Steigung von $m_q = 1,051 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$ aufweist. Die Strömungsänderung wurde somit korrekt zum eingestellten Verlauf verändert. Die kleine Abweichung kann innerhalb des betrachteten Bereichs vernachlässigt werden. Da die Punkte der verschiedenen Soll-Werte auf der angepassten Gerade liegen, ist der angegebene Fehler der Regression sehr gering. Die Gerade schneidet die y-Achse am Abschnitt $m_{q,0} = -0,101751 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Das bedeutet, dass alle tatsächlichen Steigungen etwas kleiner sind, als durch den Sollwert vorgegeben. Im gezeigten Diagramm ist gut zu erkennen, dass nicht bei allen Messungen immer gleiche Werte für die Steigung eingetragen wurden. Diese kleinen Abweichungen sind aber im Rahmen der Ergebnisse der linearen Regression vernachlässigbar, da sie in einer ähnlichen Größenordnung liegen, wie die Verschiebung des wahren Wertes durch $m_{q,0}$. Da aber im Folgenden alle weiteren Ergebnisse bei der Betrachtung der Ergebnisse der Partikelzählung auch über eine MLR betrachtet werden, spielt diese Abweichung keine weitere Rolle. Bei der Auswertung der Partikeltrajektorien über die Bilder der Hochgeschwindigkeitskamera muss der Einfluss der Abweichung dieser Messungen näher kontrolliert werden.

Zudem wurde auch ein Zusammenhang zwischen dem eingestellten Soll-Wert $q_{V,max}$ und der Steigung der Regressionsgeraden beobachtet. Dieser Zusammenhang ist in Abb. A.23 dargestellt. Doch eigentlich sollte der zeitliche Anstieg der Strömung so definiert werden, dass er unabhängig ist von der maximalen Volumenströmung. Um die Ursache dieser Abweichung zu verstehen, ist es sinnvoll, noch einmal das Diagramm aus Abb. A.5 zu betrachten. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei kleinen Volumenströmungen diese von der Soll-Steigung abweicht. Wie bereits angesprochen, beeinflusst diese Abweichung das Ergebnis der Regressionsgerade, die durch den roten Verlauf dargestellt wird. Das gezeigte Diagramm zeigt aber auch, dass diese Abweichung nur in einem relativ kurzen Bereich zu Beginn vorhanden ist. Durch eine Reduzierung der maximalen Volumenströmung verkürzt sich bei gleichbleibender Steigung die Dauer des Anstieges. Die Abweichung hingegen ist aber unabhängig von der maximalen Volumenströmung, so dass diese sich zeitlich nicht verändert. Das bedeutet aber, dass der Bereich der Abweichung im Verhältnis zur Gesamtzeit des Anstieges bei kleinen maximalen Volumenströmungen zunimmt und damit die Regression immer stärker beeinflusst. Dadurch wird die Steigung der Regressionsgeraden abhängig von der maximalen Volumenströmung.

Tabelle A.2: Literaturwerte der Brechungsindizes der hier verwendeten Materialien und des Kalibrierstandards (Latex: PS). Da Keramik eine spezielle Zusammensetzung aufweist, konnte für das verwendete Pulver kein eindeutiger Brechungsindex gefunden werden. Stattdessen wurde ein Index aus den Indizes der Einzelkomponenten prozentual berechnet. ([*]: [Filmetrics Europe GmbH 11.03.2012])

Pulver	Latex	Glas	Keramik	Laktose
Material	PS	Glas	60 % bis 70 % ZrO_2 28 % bis 30 % SiO_2 <10 % Al_2O_3	Laktose
Verweis	[*]	[Becker 2010]	[*]	[Adi u. a. 2007]
Brechungsindex n	1,568	1,6	1,94	1,533

A.3 Kalibrierung und Umrechnung der Messdaten des Partikelzählers

Der optische Partikelzähler bestimmt die Anzahl der Partikel und deren Durchmesser. Dazu wird weißes Licht verwendet, das über ein spezielles Blendensystem das Messvolumen definiert. Tritt ein Partikel in das Messvolumen ein, so streut es das Licht in alle Raumrichtungen. Über eine zweite Blende gelangt dieses Streulicht in einen Photomultiplier, der die Streulichtmenge in eine Spannung umwandelt, die über einen AD-Wandler gemessen wird. Je größer das Partikel ist, umso stärker ist dessen Streulicht und somit auch die gemessene Spannung. Hierdurch kann der Partikelzähler die Durchmesser der Partikel bestimmen. Dabei kann nur der Teil des Partikels das Licht streuen, der auch durch dieses angestrahlt wird, so dass bei dieser Messmethode eigentlich die Projektionsfläche der Partikel gemessen wird. Aus dieser Fläche kann dann auf den Durchmesser x_P zurückgeschlossen werden. Somit wird bei nicht-sphärischen Partikeln ein Durchmesser berechnet, der ein sphärisches Partikel mit gleicher Projektionsfläche hätte (Äquivalenzdurchmesser x_P ist definiert als Durchmesser einer Kugel mit der gleichen Projektionsfläche wie das gemessene Partikel).

Durch die Verwendung der genannten Lichtblenden ist das eigentliche Zählvolumen, in dem die Partikel registriert werden können, kleiner als das Rohr, indem sich die Partikel bewegen. Dadurch wird eine reduzierte Anzahl von Partikeln in jeder Messung gezählt. Da der Partikelzähler nur eine bestimmte Anzahl von Partikeln pro Zeit verarbeiten kann, wird es durch die Reduzierung des Messvolumens erst möglich, die sehr großen Partikelmengen zu verarbeiten. Die gezählte Partikelanzahl kann aber in die wahre Partikelanzahl bei Bedarf umgerechnet werden. Hierzu ist es notwendig, die Relation zwischen Fläche des Zählvolumens und der Querschnittsfläche des Rohres zu berechnen. Da aber im Folgenden die Partikelanzahl nur relativ betrachtet wird, ist diese Umrechnung nicht nötig, da sie den Aufwand bei der Auswertung vergrößern würde.

Da die Berechnung des Partikelstreulichtes von dem Brechungsindex des Partikelmaterials abhängt, muss bei der Umrechnung des Streulichtsignals auf den Äquivalenzdurchmesser diese Materialeigenschaft berücksichtigt werden. Hierzu werden durch die Kalibrierung auf Polystyrol (PS) und die verwendete Umrechnungstabelle alle Messungen auf den Brechungsindex von PS bezogen. Um eine Umrechnung auch für ein anderes Material gewährleisten zu können, muss diese aus dem Brechungsindex des Materials berechnet werden.

Dazu müssten diese Brechungsindizes direkt an den später zu vermessenden Pulverpartikeln bestimmt werden, um über die Umrechnung auf eine absolute Partikelgröße schließen zu können. Da aber die Partikelgrößen nur relativ betrachtet werden, wurde zur weiteren Darstellung der Problematik auf die Literaturwerte der Brechungsindizes zurückgegriffen, die in Tabelle A.2 aufgeführt sind. Da Keramiken aus den unterschiedlichsten chemischen Zusammensetzungen bestehen, war es nicht möglich einen für diese Keramik gültigen Brechungsindex zu finden. Daher wurde für Keramik ein Index angenommen, der entsprechend der prozentualen Zusammensetzung der Keramik aus den Indizes der Bestandteile verrechnet wurde, da im Folgenden die Partikeldurchmesser relativ betrachtet werden.

Aus diesen Brechungsindizes kann die Lichtstreuung unter einem definierten Winkel für eine bestimmte Wellenlänge theoretisch berechnet werden. Der hier verwendete optische Partikelzähler verwendet weißes Licht (breiter Wellenlängenbereich), dessen Streulicht in einem Winkelbereich von 85° bis 95° gemessen wird. Hierzu wird vom Hersteller des optischen Partikelzählers ein Programm bereitgestellt, das die relative

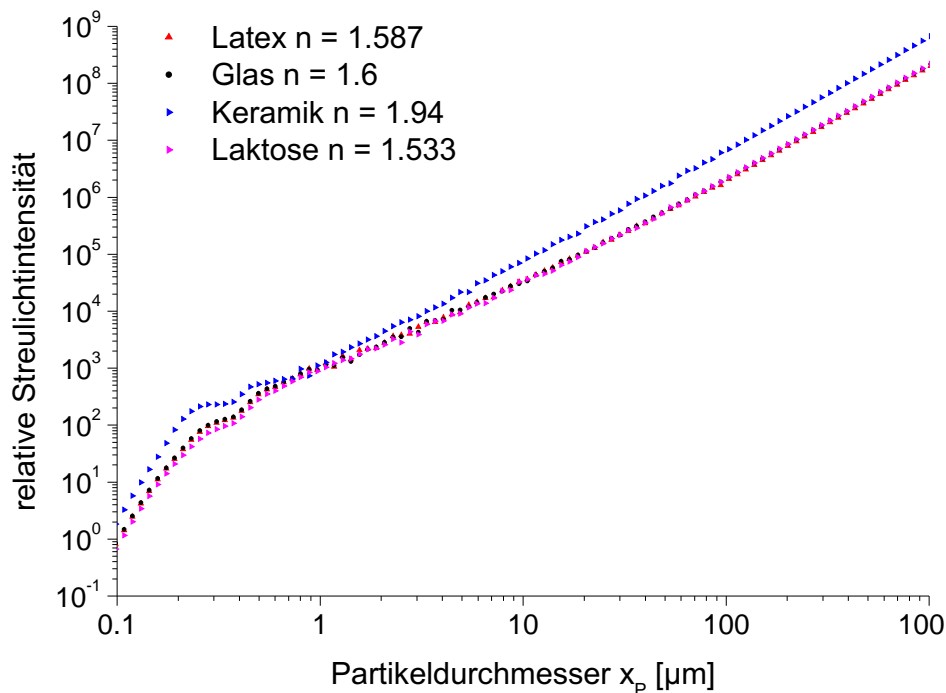


Abbildung A.6: Abhängigkeit des relativen Streulichtes von der Partikelgröße. Der hier gezeigte Verlauf wurde theoretisch mit einem Programm berechnet, das die Wellenlängen und die optische Geometrie des Partikelzählers korrekt berücksichtigt.

gestreute Lichtmenge speziell für die optischen Komponenten des Zählers berechnet. Das Ergebnis dieser Berechnung für die relevanten Partikeldurchmesser ist in Abb. A.6 gezeigt.

Das Diagramm zeigt, dass die Partikel des Glas- und des Laktose-Pulvers aufgrund des sehr ähnlichen Brechungsindex wie PS auch sehr ähnliche relative Streulichtintensitäten aufweisen wie Partikel aus Latex bei gleichem Durchmesser. Daher kann für diese Pulver die vom Hersteller erzeugte Standardtabelle für Latex zur Umrechnung der digitalen Streulichtspannung in den Partikeldurchmesser verwendet werden. Dahingegen zeigt sich für Keramik eine größere Abweichung. Um diese Abweichung zu berücksichtigen, wurde eine neue Umrechnungstabelle verwendet. Diese wurde aus der ursprünglichen Tabelle und der relativen Streulichtintensität über eine kubische Spline-Interpolation berechnet. Diese Tabelle wurde dann in einer entsprechenden Datei gespeichert, so dass sie für die weitere Auswertung der Daten des optischen Partikelzählers verwendet werden konnte.

Der bei der Wandlung der elektrischen Spannung des Streulichtsignals verwendete AD-Wandler ermöglicht nur eine Spannungsbestimmung innerhalb eines Intervalls fester Größe. Dadurch können Partikel nur innerhalb eines definierten Durchmesserintervalls vom Partikelzähler erfasst werden. Die Position dieses Intervalls wird bei der Kalibrierung durch die Wahl der Versorgungsspannung festgelegt.

Da für Glas- und Laktosepulver aufgrund der ähnlichen optischen Eigenschaften wie PS diese Bereichsangabe nicht umgerechnet werden musste, wurde der Messbereich sinnvoll für die Pulver gewählt. Dazu wurden die Ergebnisse aus Abb. 4.2 verwendet und der Messbereich so gewählt, dass Partikel zwischen $0,6\mu\text{m}$ bis $40\mu\text{m}$ vom Detektor erfasst werden konnten.

Um den Partikelzähler für das Keramikpulver nicht neu kalibrieren zu müssen und die bereits erzeugte Umrechnungsdatei verwenden zu können, wurde die Bereichswahl für das Keramikpulver nicht verändert. Durch den veränderten Brechungsindex können aber nur Partikel innerhalb eines Durchmesserintervalls von $0,45\mu\text{m}$ bis $21,9\mu\text{m}$ durch den Partikelzähler betrachtet werden. Dies hat zur Folge, dass nach Abb. 4.2 ein Großteil der Partikel nicht erfasst wird. Da aber im Folgenden die Partikelgröße nur relativ betrachtet wird, ist dieser eingeschränkte Messbereich nicht von Bedeutung.

Tabelle A.3: Eingestellte Volumenflussraten am Düseneinlass $q_{V,D}$ und Auslass zum optischen Partikelzähler $q_{V,P}$ zur Bestimmung des Verhaltens von Fluidströmung und Partikeldynamik im virtuellen Impaktor.

Simulation	$q_{V,D}$ [l min ⁻¹]	$q_{V,P}$ [l min ⁻¹]
1	75	4,47
2	150	4,97
3	175	5,07
4	200	5,19
5	225	5,34
6	275	5,71

A.4 Sammeleffizienz des virtuellen Impaktors

A.4.1 Methode

Im Experiment wird das Ergebnis der optischen Partikelzählung natürlich sehr vom Verhalten der Partikel und der Strömung im virtuellen Impaktor abhängen, so dass eine numerische Betrachtung von dessen Trennungseigenschaften sinnvoll ist. Jedoch sind gerade in diesem Bereich aufgrund der Beschleunigungsdüse sehr dünne Geometrien vorhanden. Um diese Geometrien bei einer Strömungssimulation richtig erfassen zu können, muss diese fein vernetzt werden. Dadurch steigt allerdings die Anzahl der Netzzellen und damit auch der Rechenaufwand erheblich.

Um diese Problematik zu umgehen, sollte das Verhalten des Impaktors mit einer Vorsimulation bestimmt werden, in der die Bewegung vereinfacht betrachtet wird. Dazu wurde die Strömung nur stationär berechnet. Anschließend wurde die Partikeltrajektorie berechnet. Der Löser betrachtet hierbei die Widerstandskraft durch das Fluid auf das Partikel nach Gl. 2.64 und berechnet darüber deren Dynamik. Eine Rückwirkung der Partikel auf das Fluid wird dabei nicht näher betrachtet.

Zur Simulation musste zunächst die zu berechnende Geometrie des Windkanalaufbaus (siehe Abb. 3.9) in eine Netzgeometrie gewandelt werden. Hierzu wurden die CAD-Daten des Windkanals in einem Programm zur Geometriebearbeitung (Ansys Geometrie) geladen. Anschließend wurde die Geometrie zur Simulation optimiert und im Vernetzungsprogramm vernetzt (Ansys Workbench Mesher, Ansys Inc., USA). Das Netz konnte dann an den Löser zur Berechnung der Partikeltrajektorien übergeben werden.

Hierzu wurde das einfache Partikelmodell des Löfers eingeschaltet, wobei die Startposition der Partikel über die Netzknotenpunkte einer definierten Ebene gesetzt wurden. Anschließend wurde ein einfaches Turbulenzmodell ($k\epsilon$ -Modell oder SST- $k\omega$ -Modell) hinzu geschaltet, das die Entstehung von Turbulenzen im Impaktor berücksichtigen sollte. Zuletzt wurden die Randbedingungen der Simulation gesetzt. Da dabei sowohl an den Ein- als auch Auslässen im Experiment die Volumenflussraten geregelt wurden, wurden diese Bereiche über konstante Massenströmungen definiert. Hierzu konnten diese aus den experimentell bestimmten Volumenströmungen über die Dichte des Fluids ($\rho_{Luft} = 1,29 \text{ kg m}^{-3}$) berechnet werden.

Jedoch wird während der Messungen der Volumenfluss im Windkanal variiert, so dass es sinnvoll ist, das Verhalten der Strömung und der Partikel im virtuellen Impaktor in Abhängigkeit von diesem Volumenfluss zu untersuchen [Becker 2010]. Da aber auch diese vereinfachten Simulationen für verschiedene Partikeldurchmesser viel Zeit benötigten, wurde nur eine begrenzte Menge an Volumenströmungen betrachtet. Bei ersten Experimenten hat sich bei verschiedenen Volumenströmungen gezeigt, dass diese einen minimalen Einfluss auf die Strömung zum optischen Partikelzähler haben. Um diese auch in der Simulation zu berücksichtigen, wurden experimentell bestimmte Volumenflussraten am Düseneinlass $q_{V,D}$ und dem Auslass zum optischen Partikelzähler $q_{V,P}$ bestimmt, wie sie in Tab. A.3 aufgelistet sind.

Um die Trenngröße bei kleinen Partikeldurchmessern auflösen zu können, wurden diese logarithmisch über den für den Partikelzähler interessanten Bereich verteilt. Es wurden Durchmesser im Bereich von $0,4 \mu\text{m}$ bis $50 \mu\text{m}$ betrachtet.

Da bei der Berechnung der Partikeltrajektorie im Impaktor die Trägheit der Partikel entscheidend ist, wurde die Dichte des Partikelmaterials definiert. Da die meisten Versuche in dieser Arbeit mit Glaspulver durchgeführt wurden, wurde die Dichte der Simulationspartikel auf diesen Wert gesetzt (Tab. 3.1). Um das Verhalten der anderen Pulver im Impaktor vorhersagen zu können, hätten auch diese simuliert werden können. Da der Rechenaufwand aber insgesamt sehr groß gewesen wäre, sollte das Verhalten der anderen Pulver durch Gl. 3.10 berechnet werden.

Zudem wurde der Benutzeraufwand reduziert, indem ein Befehlstext (Scheme-Datei) verfasst wurde, der den Löser nach der Berechnung der Strömungsdynamik veranlasst, die Partikeltrajektorien der verschiedenen Durchmesser zu berechnen. Da dabei auch die stationäre Lösung der Strömungsdynamik möglichst gut berechnet werden sollte, wurde die Abbruchbedingung (Erreichen der Residuen) sehr gering gewählt, so dass diese erst nach einer großen Anzahl von Iterationsschritten erreicht wird. Nach der Berechnung der Strömungsdynamik wurden zudem über die Befehlsdatei die Ergebnisse ermittelt, indem vom Löser Textdateien erzeugt wurden, in der die Anzahl der Partikel in den verschiedenen Bereichen aufsummiert wurde. Anschließend wurden diese Textdateien in einem Textverarbeitungsprogramm (Notepad++, GNU General Public License) geladen und die wichtigsten Informationen gefiltert. Damit konnten die Trenngröße des Impaktors in Abhängigkeit der Volumenströmung berechnet werden. Zudem wurden sowohl von den Partikeltrajektorien, als auch von der Strömung Bilder erzeugt und abgespeichert.

In den Simulationen des Windkanals wird der virtuelle Impaktor zur Reduzierung des Rechenaufwands nicht betrachtet. Jedoch hat dieser einen Einfluss auf die Strömung im Windkanal. Deshalb wurde in der Simulation an der Einlassdüse des Impaktors eine Fläche eingefügt, auf der der statische Druck bestimmt wurde. Anschließend kann in der späteren Simulation an dieser Stelle der Düse ein druckkonstanter Auslass definiert werden.

A.4.2 Ergebnis

Nach der Berechnung der Strömungsdynamik, bei der darauf geachtet wurde, dass die Residuen möglichst klein und konvergent werden, wurde die Partikeldynamik, die durch die Fluidbewegung erzeugt wird, berechnet. Hierzu wurden zunächst von der Scheme-Datei verschiedene Partikelgrößen eingestellt und anschließend berechnet. Dabei konnten die berechneten Trajektorien in ein dreidimensionales Abbild des Impaktors eingezeichnet werden. Zwei solche Bilder sind in Abb. A.7a für kleine Partikel und in Abb. A.7b für große Partikel bei einem Volumenfluss $q_{V,D} = 200 \text{ l min}^{-1}$ im Impaktor gezeigt.

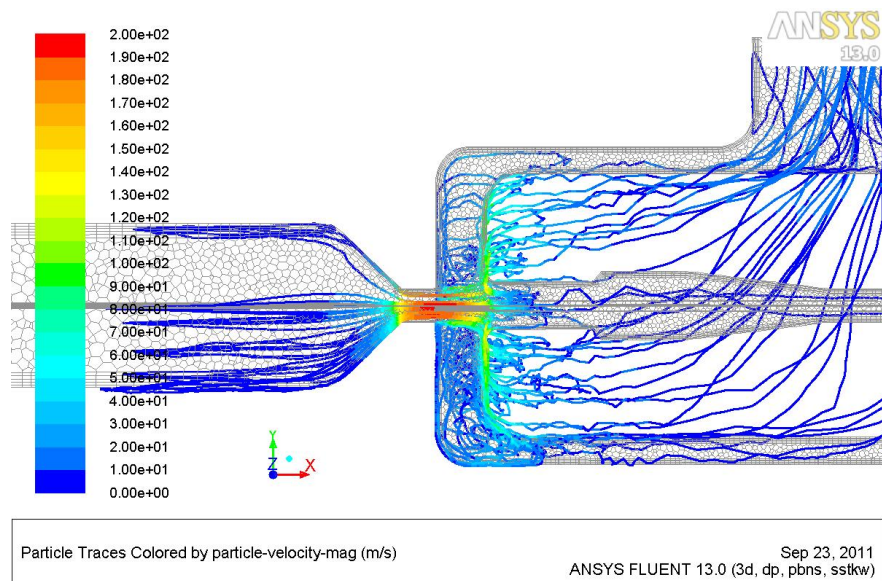
Dabei ist in diesen Bildern der große Unterschied zwischen beiden Partikelgrößen zu erkennen. Eine Betrachtung der kleinen Partikel zeigt, dass diese aufgrund ihres kleinen Durchmessers und damit auch kleineren Masse nur eine geringe Trägheit besitzen. Bereits in der Düse werden diese schnell beschleunigt und erreichen deswegen eine hohe Geschwindigkeit von bis zu $v_{max} = 200 \text{ m s}^{-1}$. Doch trotz dieser hohen Geschwindigkeit ist die Zentrifugalkraft der Partikel in dieser Kurve noch so klein, dass sie der Hauptströmung im Impaktor zum Ausgang in die Abluft folgen. Es gelangen somit kaum Partikel mit kleinem Durchmesser in die Nebenströmung des Probenentnahmerohrs. Für diesen Durchmesser zeigt der Impaktor eine geringe Sammeleffizienz.

Dies ist anders für Partikel mit einem größeren Durchmesser, deren Trajektorien in Abb. A.7b zu sehen sind. Durch den größeren Durchmesser haben die Partikel eine höhere Trägheit, weshalb sie bereits in der Düse schwächer beschleunigt werden auf geringere Geschwindigkeit von $v_{max} = 140 \text{ m s}^{-1}$. Nach der Düse können die Partikel der Hauptströmung um die Probeentnahme nicht folgen, da eine größere Zentrifugalkraft auf die Partikel wirkt. Stattdessen bewegen sich die Partikel in die Nebenströmung des Probenentnahmerohrs, mit der sie zum Partikelzähler weitertransportiert werden.

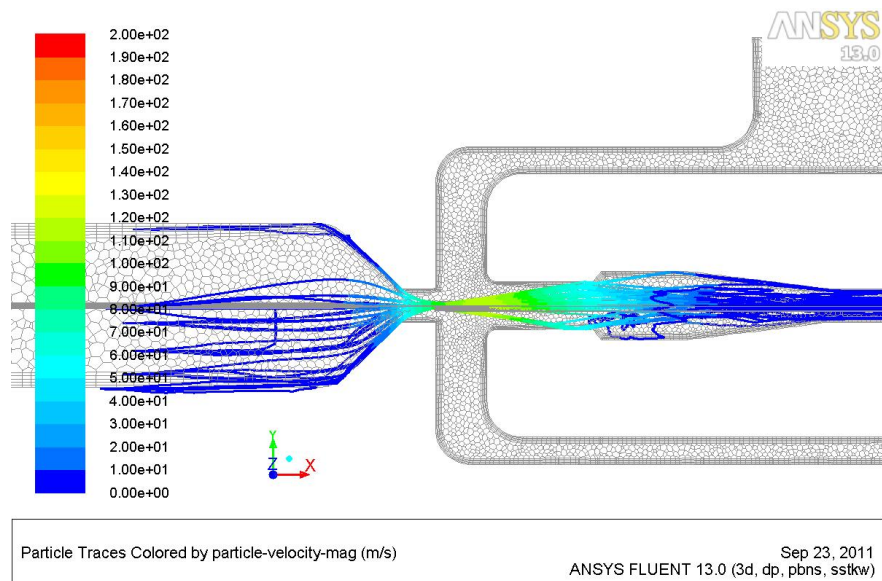
Die beiden Ergebnisse zeigen noch einmal die Problematik, die durch eine Probenentnahme durch den Impaktor entsteht. Der Impaktor entnimmt nicht bei jeder Strömungsgeschwindigkeit alle Partikeldurchmesser aus der Hauptströmung mit der gleichen Effizienz. Daher sollte diese Effizienz mit einer Vorsimulation bestimmt und die in der späteren Simulation am Ende des Windkanals angekommenen Partikel mit dieser multipliziert werden, so dass die Veränderung der gezählten Partikelgrößenverteilung durch den Impaktor auch in der Simulation berücksichtigt wird. Die Abhängigkeit der Sammeleffizienz von der Fluidgeschwindigkeit wird noch einmal durch die Abb. A.65 und A.66 verdeutlicht, in denen eine geringe Volumenströmung von $q_{V,D} = 75 \text{ l min}^{-1}$ betrachtet wurde.

Für die verschiedenen Volumenströmungen wurde zur Berechnung der Sammeleffizienz die Dynamik der verschiedenen Partikeldurchmesser zeitlich so berechnet, dass alle Partikel durch eine der Auslassflächen ausgetreten sind. Anschließend wurde eine Textdatei erzeugt, in der aufgeführt wurde, wie viele der simulierten Partikel durch welchen Auslass hindurch getreten sind. Anschließend wurde daraus in einer Tabelle (Origin 8.6) die Sammeleffizienz ϵ_S berechnet, die das Verhältnis von Partikeln im Probenentnahmerohr $n(\text{Probenentnahme})$ zur Gesamtzahl $n(\text{Gesamt})$ aller berechneten Partikel wiedergibt:

$$\epsilon_S(x) = \frac{n(\text{Probenentnahme})}{n(\text{Gesamt})}$$



(a) Partikeldurchmesser von $x = 0,648 \mu\text{m}$. Die Partikel sind so leicht, dass ihre Trägheit trotz ihrer hohen Geschwindigkeit von 200 m s^{-1} in der Düse nicht ausreicht, um diese in das Probenentnahmerohr des Impaktors abzulenken. Die meisten Partikel verlassen den Impaktor über den Ausgang zur Abluft, so dass diese Partikeldurchmesser nicht registriert werden können.



(b) Partikeldurchmesser von $x = 8,18 \mu\text{m}$. Diese Partikel sind nun schwerer, so dass sie aufgrund ihrer Trägheit bei einer Geschwindigkeit von 140 m s^{-1} und der daraus folgenden Zentrifugalkraft der Strömung in der Kurve nicht folgen können und in das Probenentnahmerohr gelangen, von wo sie zum Partikelzähler abgesaugt werden. Diese Partikel werden gezählt.

Abbildung A.7: Querschnitt des Impaktors und die darin berechneten Partikeltrajektorien für Glaspartikel mit zwei unterschiedlichen Durchmessern bei einer Volumenströmung von $q_{V,D} = 200 \text{ l min}^{-1}$. Die Farben der Trajektorien zeigen die Partikelgeschwindigkeiten an diesem Ort. Die gezeigten Ergebnisse wurden unter Verwendung des sstk erzeugt.

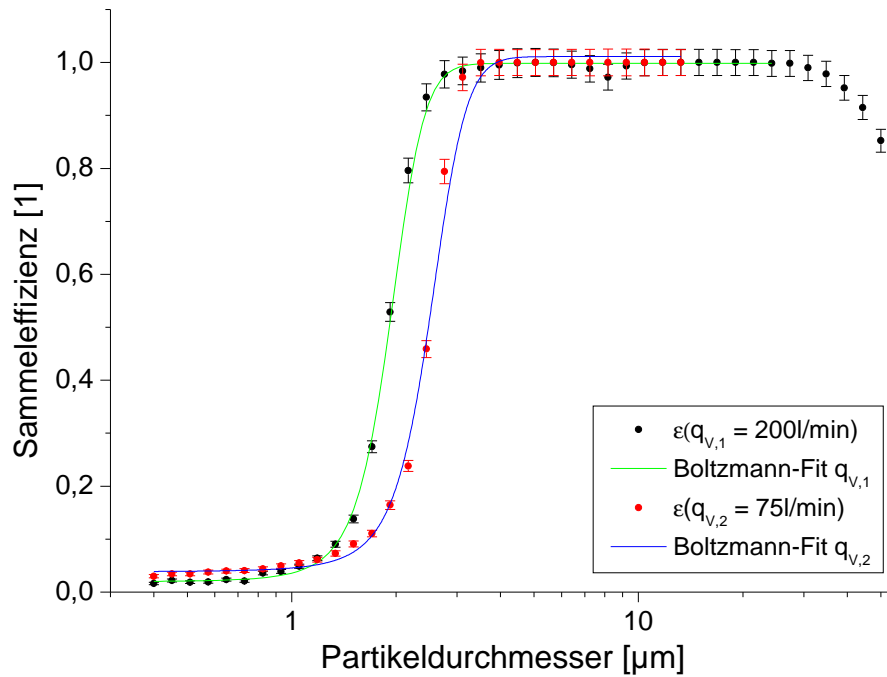


Abbildung A.8: Sammeleffizienz ϵ_S des virtuellen Impaktors gegen die Partikelgröße bei einer Volumenströmung von $q_{V,2} = 75 \text{ l min}^{-1}$ (rote Datenpunkte) und $q_{V,1} = 200 \text{ l min}^{-1}$ (schwarze Datenpunkte). Es ist deutlich der Unterschied zwischen den verschiedenen Volumenströmungen zu sehen. Um die Sammeleffizienz in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers beschreiben zu können, wurden zwei Boltzmann-Funktionen an die Messergebnisse angepasst. Dieses Diagramm zeigt die Ergebnisse, die mit dem SST $k\omega$ -Turbulenzmodell berechnet wurden.

Durch diese Berechnung der Sammeleffizienz vereinfacht sich die Effizienz in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers zu einer normierten Funktion, die über eine Boltzmann-Funktion beschrieben werden kann. Um diese Funktion zur späteren Benutzung beschreiben zu können, wurden zunächst die Effizienzwerte für jede betrachtete Volumenströmung gegen den Partikeldurchmesser der Simulation (Abb. A.8) aufgetragen.

In diesem Diagramm ist die Sammeleffizienz für eine Volumenströmung von $q_{V,2} = 75 \text{ l min}^{-1}$ (rote Datenpunkte) und $q_{V,1} = 200 \text{ l min}^{-1}$ (schwarze Datenpunkte) gezeigt. Zwischen beiden Messergebnissen ist ein deutlicher Unterschied zu erkennen, der auf eine Verschiebung der Trenngröße $x_{I,50}$ zurückgeführt werden kann. Diese Verschiebung wurde aufgrund von Gl. 3.10 erwartet.

Um den Parameter der Trenngröße für die verschiedenen Volumenströmungen zu bestimmen, wurde an die Sammeleffizienz der verschiedenen Volumenströmungen eine Boltzmannfunktion durch eine nichtlineare Regression angepasst, die die genaue Position der Trenngröße $x_{I,50}$ und die Breite der Funktion s wiedergibt. Die Trenngröße ist als der Partikeldurchmesser definiert, bei der der Impaktor eine Sammeleffizienz von $\epsilon_S = 0,5$ aufweist [Hinds 1999].

Nachdem diese Anpassungen für alle Volumenströmungen durchgeführt wurden, konnten die Abhängigkeit der Regressionsparameter von der Volumenströmung betrachtet werden. Zunächst wurde dies für die Trenngröße $x_{I,50}$ durchgeführt und in Abb. A.9 dargestellt.

Das Diagramm zeigt die Abhängigkeit der Trenngröße von der Volumenströmung im Windkanal bei den Rechnungen mit dem SST- $k\omega$ - (schwarze Datenpunkte) und dem realizable $k\epsilon$ -Turbulenzmodell (rote Datenpunkte). Um die Abhängigkeit des Regressionsparameters auch bei anderen Volumenströmungen berechnen zu können, ist es notwendig, den Verlauf der Sammeleffizienz zu charakterisieren, indem eine Funktion an die Ergebnisse angepasst wird. Hierzu wurde die Gl. 3.10 als theoretische Grundlage verwendet und zur Regression vereinfacht zu:

$$x_{R,50}(q_V) = \left(\frac{1}{A + B q_V} \right)^{1/2} \quad (\text{A.1})$$

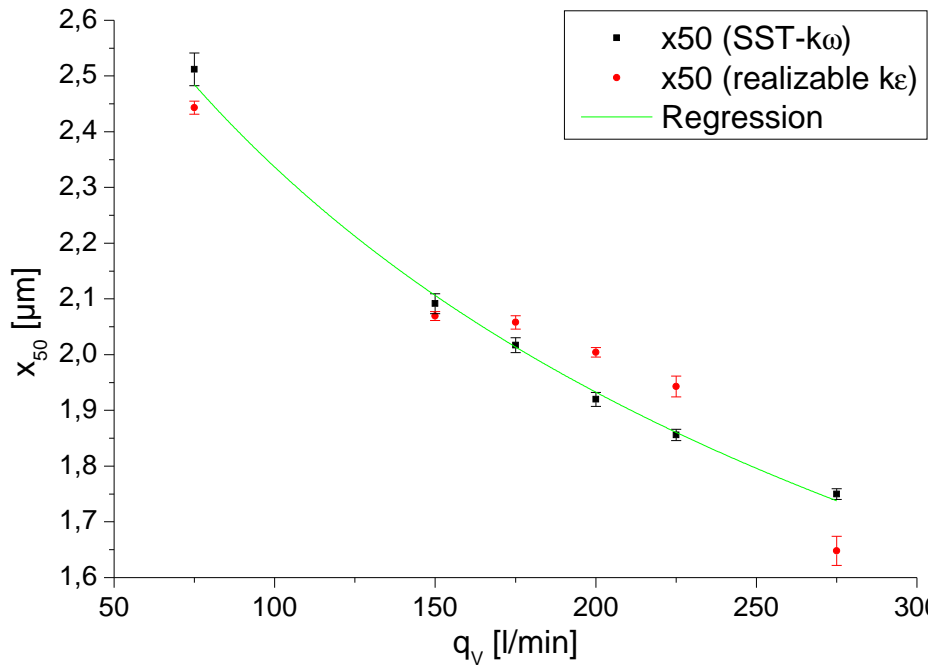


Abbildung A.9: Die durch eine Regression einer Boltzmann-Funktion bestimmte Trenngröße des Impaktors x_{50} aufgetragen gegen die Volumenströmung q_V im Windkanal. Das Diagramm zeigt die Ergebnisse der Simulation mit eingeschalteten SST- $k\omega$ - (schwarze Datenpunkte) und dem realizable $k\epsilon$ -Turbulenzmodell (rote Datenpunkte). Um die Abhängigkeit der Trenngröße von der Volumenströmung charakterisieren zu können, wurde diese durch eine Regression angepasst, die angelehnt ist an Gl. 3.10.

mit den noch zu bestimmenden Regressionsparametern A , B und C . Diese nichtlineare Regression konnte für die Ergebnisse der Berechnungen mit dem SST- $k\omega$ -Turbulenzmodell bestimmt werden. Die Ergebnisse des $k\epsilon$ -Modells konnten nicht angepasst werden, so dass davon ausgegangen werden kann, dass die Ergebnisse des SST- $k\omega$ -Modells vertrauenswürdig sind und nur noch diese näher betrachtet werden. Die Parameter wurden bestimmt auf $A = (0,098 \pm 0,005)$ und $B = (8,45 \pm 0,26) \times 10^{-4}$.

Außerdem kann an dieser Stelle noch überprüft werden, ob die theoretische Trenngröße eingehalten wurde, die zur Konstruktion des Windkanals benutzt wurde. Diese wurde auf eine Trenngröße von $x_{I50} \approx 1 \mu\text{m}$ bei einer Volumenströmung $q_V = 150 \text{ l min}^{-1}$ gesetzt. Die Simulation zeigt aber, dass bei dieser Strömung die Trenngröße bei $x_{I50} = (2,09 \pm 0,018) \mu\text{m}$ lag und damit nicht ganz so gering ist, wie es bei der Konstruktion angedacht war. Diese Abweichung kann auf unterschiedliche Ursachen zurückgeführt werden. Zum einen war es bei der Konstruktion der Impaktorgeometrie nötig einige Eigenschaften nicht ideal nach [Loo und Cork 1988; Marple und Chien 1980] zu konstruieren um den Impaktor zu stabilisieren, dass er keine Einflüsse auf die Messungen aufweist. Durch diese Variation kann es zu einer Verschiebung der Trenngröße kommen. Außerdem sind die hier vorgestellten Werte mit einer Simulation berechnet und basieren auf der Annahme einiger Modelle, die auch diese Abweichungen erzeugen können. Jedoch ist die Abweichung von der gewünschten Trenngröße im Vergleich zum gesamten vom Partikelzähler erfassten Messbereich gering, so dass diese keinen größeren Einfluss bei der Betrachtung der Sammeleffizienz haben wird.

Zudem wurde durch die Anpassung der Boltzmann-Funktion die Breite der Sammeleffizienz und damit die Standardabweichung der Trenngröße bestimmt. Dieser Wert wird häufig als Trennschärfe bezeichnet. Auch dieser Wert muss für die folgenden Simulationen für andere Volumenströmungen berechenbar sein, weshalb die Abhängigkeit der Trennschärfe von der Volumenströmung ermittelt wurde (siehe Abb. A.10).

Zur Charakterisierung des Verlaufs der Trennschärfe wurde eine weitere Regression durchgeführt. Da hierzu keine theoretischen Grundlagen für den virtuellen Impaktor bekannt sind, wurde eine beliebige Regressionsfunktion gewählt:

$$s(q_V) = A \cdot \exp\left(-\frac{q_V}{B}\right) + C \quad (\text{A.2})$$

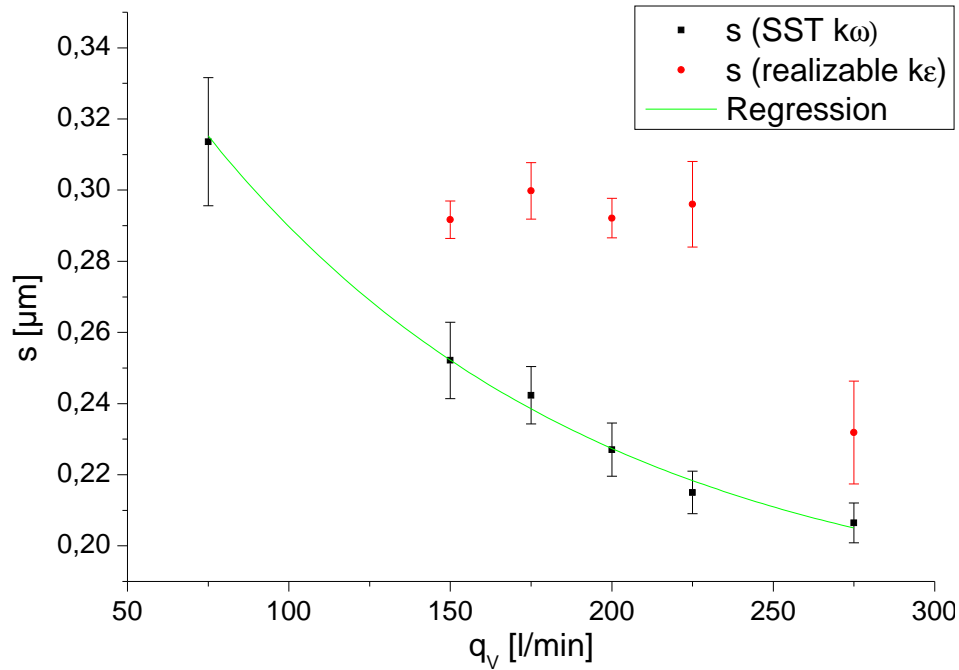


Abbildung A.10: Standardabweichung der Trenngröße s , auch Trennschärfe genannt, aufgetragen gegen die Volumenströmung q_v im Windkanal (schwarze Datenpunkte). Um diese Größe auch bei den folgenden Simulationen berechnen zu können, wurde die Funktion A.2 an diese Daten angepasst.

Durch diese Regression ergaben sich die Regressionsparameter $A = (0,2536 \pm 0,0262)$, $B = (120,703 \pm 24,184)$ und $C = (0,17 \pm 0,0116)$. Es wurden hier nur die Daten des SST- $k\omega$ -Turbulenzmodells zur Regression verwendet, da diese bereits zuvor eine bessere Übereinstimmung mit der Theorie des virtuellen Impaktors gezeigt haben.

Um für die folgenden Simulationen die Sammeleffizienz für eine bestimmte Partikelgröße in Abhängigkeit der Volumenströmung bestimmen zu können, wird zunächst über die Gln. A.1 und A.2 die Trenngröße und Trennschärfe für die Volumenströmung im Windkanal bestimmt. Anschließend wird aus diesen beiden Parametern über eine Boltzmannfunktion die Sammeleffizienz des Impaktors bestimmt.

Diese durchgeführte Simulation und anschließende Berechnungen der Sammeleffizienz des Impaktors wurde für Glaspartikel mit deren materialspezifischer Dichte unternommen. Da die Standardabweichung der Trenngröße im Vergleich zum abgetrennten Partikelbereich sehr klein ist und sie vermutlich zwischen verschiedenen Pulvern sich nicht stark ändern wird, da sie, wie auch die Trenngröße (siehe Gl. 3.10) kaum materialabhängig ist, wurde sie in der theoretischen Betrachtung zwischen den Pulvermaterialien als konstant angenommen.

Um die Trenngröße zwischen den Partikelmaterialien berechnen zu können, kann die Beziehung aus Gl. 3.10 verwendet werden. Diese sagt eine Abhängigkeit der Trenngrenze x_{I50} von der Partikeldichte ρ_P voraus mit:

$$x_{I50} \propto \frac{1}{\sqrt{\rho_P}} \quad (\text{A.3})$$

Über diese Beziehung können die Trenngrößen der anderen Pulver aus den Regressionsergebnissen berechnet werden. Dazu wird zunächst die Trenngröße von Glas in Abhängigkeit des Volumenstroms im Windkanal bestimmt. Anschließend wird über die Beziehung A.3 die Trenngröße auf das verwendete Material umgerechnet und damit auf die Sammeleffizienz zurückgeschlossen.

Neben der Betrachtung der Partikel sollte auch die Strömung im Kanal untersucht werden. Dazu wurden zunächst Bilder der Strömungsgeschwindigkeit in einer Schnittfläche durch die Symmetrieachse des Impaktors betrachtet. Ein solches Bild ist in Abb. A.11 (mit $q_{v,D} = 200 \text{ l min}^{-1}$) und Abb. A.67 (mit $q_{v,D} = 75 \text{ l min}^{-1}$) zu sehen.

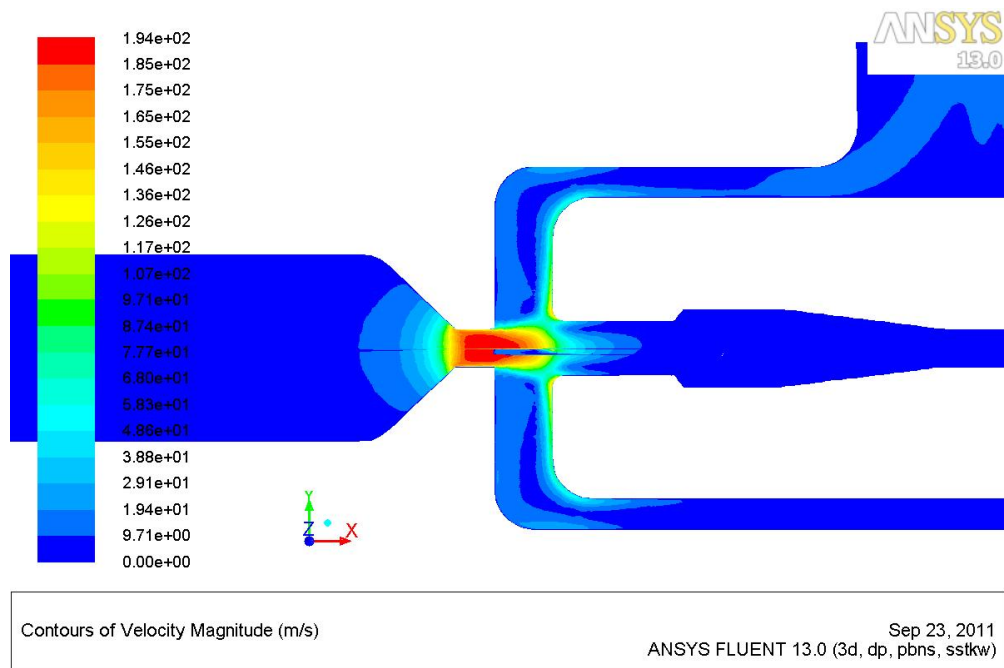


Abbildung A.11: Schnittbild durch die Symmetrieebene zeigt die simulierte Betragsgeschwindigkeit im Impaktor (Farben). Die Strömung fließt hier entlang der x-Achse von rechts nach links und verlässt den Impaktor durch die Öffnung zur Abluft und zum optischen Partikelzähler. Die höchste hier auftretende Fluidgeschwindigkeit wird in der Beschleunigungsdüse des Impaktors erreicht. Die Volumenströmung durch den Windkanal war $q_{V,D} = 200 \text{ l min}^{-1}$.

Die Bilder zeigen, dass die Strömung im Windkanal im Bereich der eigentlichen Messkammer sehr homogen ist. Erst in der Umgebung der Düse des Impaktors, die den Übergang bildet, erhöht sich die Strömungsgeschwindigkeit. Durch die Änderung der Fluidgeschwindigkeit werden die Partikel in der Strömung mitbeschleunigt, wie es auch die Partikeltrajektorien gezeigt haben. An dieser Stelle ist durch die Strömungsbeschleunigung aber mit Scherkräften zu rechnen, die Agglomerate trennen könnten. Um diese Scherkräfte möglichst gering zu halten, sollte die Fluidbeschleunigung in der Düse möglichst gering gewählt werden.

Nach der Düse kommt der für den virtuellen Impaktor interessanten Bereich, in dem die in der Düse beschleunigte Luft eine Kurve beschreibt. Nur ein geringer Teil der Hauptströmung geht tatsächlich in das Probenentnahmerohr. Die Hauptströmung folgt dem Impaktor zum Auslass der Abluft. Da das Fluid dabei eine viel geringere Trägheit aufweist, als die zu untersuchenden Partikel kann das Fluid die Kurve ohne weiteres nehmen. Die Partikel können aber aufgrund ihrer höheren Trägheit und der damit höheren Zentrifugalkraft dem Fluid nicht folgen. Daher ist es an dieser Stelle entscheidend, dass das Fluid eine möglichst große Geschwindigkeit in der Düse erreicht, so dass auch die Zentrifugalkraft für möglichst kleine Partikel sehr groß wird und diese aus der Hauptströmung abgetrennt werden. Dies wirkt aber entgegen der Bedingung, dass eine möglichst geringe Scherströmung in der Düse entstehen soll. Daher musste ein Mittelweg gefunden werden, weshalb der Düsendurchmesser und damit die Fluidgeschwindigkeit nicht beliebig erhöht werden können.

Die maximalste Geschwindigkeit tritt bei der Simulation mit der größten Strömungsgeschwindigkeit auf ($q_{V,D} = 275 \text{ l min}^{-1}$) und beträgt dort $u_{max,275} \approx 270 \text{ m s}^{-1}$. Erwartet wurde eine über die Düse gemittelte Geschwindigkeit von $u_{D,275} = 233,42 \text{ m s}^{-1}$.

Neben den Bildern der Fluidströmungsgeschwindigkeit musste zudem die Strömung in der Düse charakterisiert werden, so dass der Impaktor bei den späteren Simulationen nicht betrachtet werden muss. Hierzu wurde eine Ebene in den Impaktor eingefügt um das Ergebnis in einem Schnittbild im Impaktor betrachten zu können. Dann wurde diese Ebene benutzt um den über die Fläche gemittelten statischen Druck in Abhängigkeit der Volumenströmung an dieser Stelle zu bestimmen. Dabei werden auch hier nur die Simulationen mit dem SST- $k\omega$ -Turbulenzmodell betrachtet. Der so bestimmte Druckverlauf ist in Abb. A.12 durch

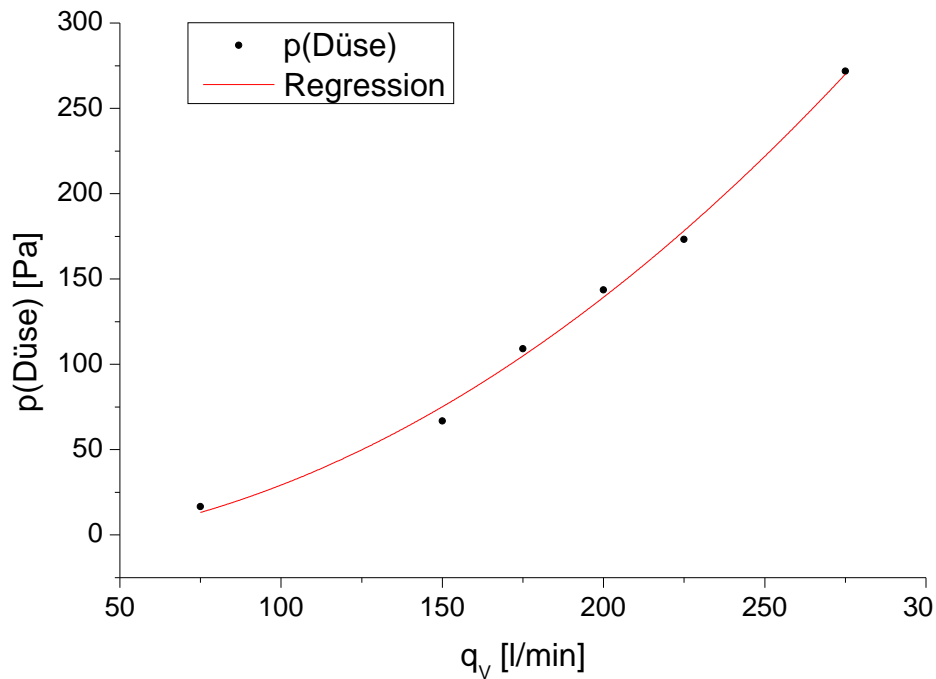


Abbildung A.12: Abhängigkeit des statischen Drucks von der Volumenströmung in der Düse des virtuellen Impaktors (schwarze Datenpunkte). Der Druck wurde berechnet über den Flächenmittelwert des Drucks in der Impaktordüse. Um diese Abhängigkeit für die folgenden Simulationen beschreiben zu können, wurde zudem eine nichtlineare Regression (roter Verlauf) durchgeführt.

die schwarzen Datenpunkte dargestellt. Da es sich bei diesen Daten um numerisch berechnete Werte handelt, können keine Fehler angegeben werden.

Um diese Größe auch für weitere Simulationen bei unterschiedlichen Volumenströmungen berechnen zu können, musste erneut eine Regression durchgeführt werden. Da nach der Bernoulli-Gleichung ein quadratischer Zusammenhang zwischen der Strömungsgeschwindigkeit u und dem Druck p herrschen sollte und die Strömungsgeschwindigkeit u über die Strömungsquerschnittsfläche proportional ist zur Volumenströmung, wurde der Zusammenhang $p \propto q_v^2$ zur Wahl einer Regressionsfunktion verwendet. Es wurde eine quadratische Funktion $p = A + B \cdot q_v + C \cdot q_v^2$ verwendet, deren Parameter $B = 0$ gesetzt wurde. Die anderen Parameter wurden durch die Regression bestimmt auf $A = (-7,4 \pm 4,9)$ und $C = (3,67 \pm 0,11) \times 10^{-4}$. Die Anpassung der theoretisch bestimmten Funktion bestätigt somit auch die Simulation und den berechneten Druck. Die Standardabweichung des statischen Drucks über die erzeugte Auswertefläche in der Düse war so gering, dass diese vernachlässigt werden kann.

A.5 Weitere Messergebnisse

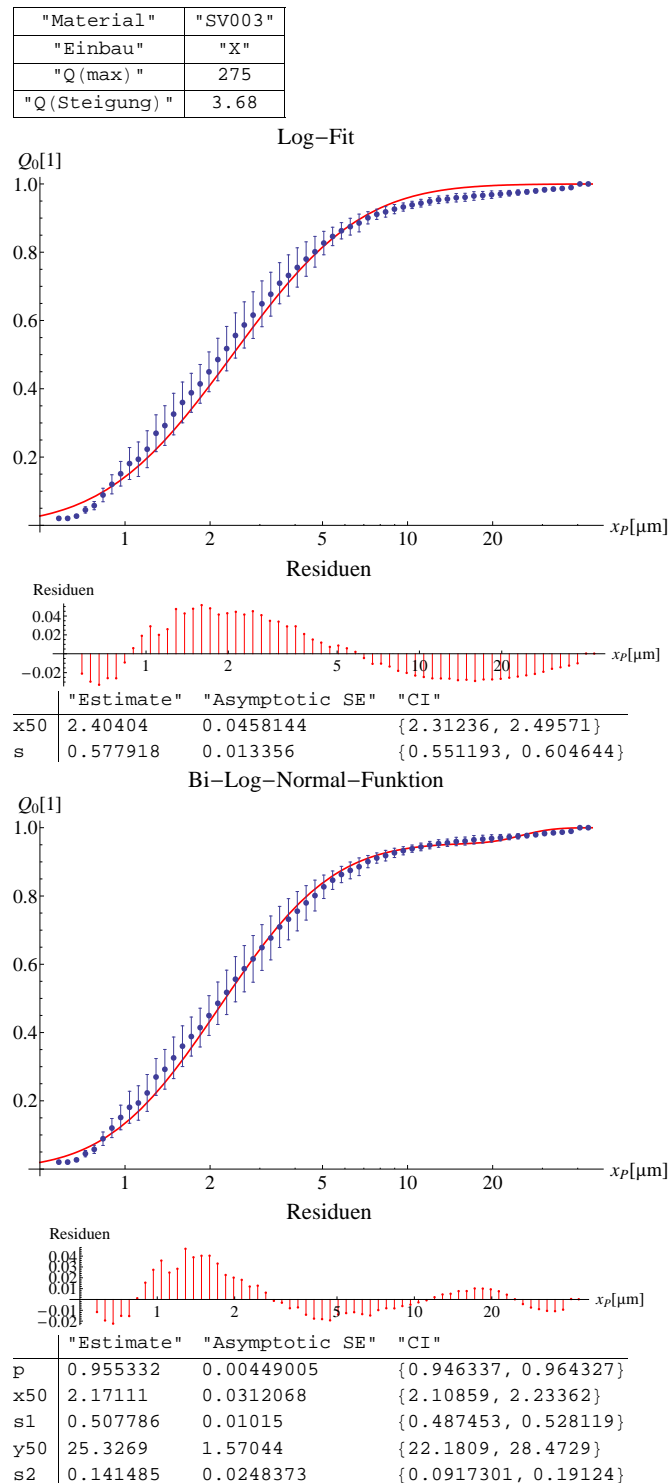


Abbildung A.13: Ergebnis des optischen Partikelzählers für die Laktose $5\mu\text{m}$ -Messungen (kein Einbau, $Q_{\text{max}} = 275\text{ l min}^{-1}$, $m_Q = 3,7\text{ l min}^{-1}\text{ s}^{-1}$). Aus den Messdaten wurde die gemittelte kummulative Größenverteilung errechnet und in den Diagrammen als Datenpunkte dargestellt. Die dargestellten Fehlerbalken wurden über die Standardabweichung der Daten errechnet. Das obere Diagramm zeigt das Ergebnis einer Regression einer einfachen Log-Normal-Funktion. Das untere Diagramm die Regression mit der Bi-Log-Normalfunktion. Zusätzlich sind die Residuen und die Tabellen mit den Regressionsergebnissen dargestellt.

Tabelle A.4: Tabelle der bestimmten Verteilungsfaktoren q_i und Klassengrößen x_{Klasse} zur Berechnung der Partikelanzahl n_i in der Klasse i . Diese Anzahl wird benötigt um die Startbedingung für die numerische Berechnung der Partikelbewegung zu generieren. Durch die Normierung der Verteilungsfaktoren kann diese Anzahl über Gl. 4.1 berechnet werden. Tabelle wird mit Tab. A.5 fortgesetzt.

Glas		Keramik	
x_{Klasse} [μm]	q_i [1]	x_{Klasse} [μm]	q_i [1] [1]
0,85	$4,7 \times 10^{-3}$	0,93	$8,3 \times 10^{-3}$
1,14	$9,7 \times 10^{-3}$	1,29	0,027
1,54	0,0171	1,77	0,058
2,08	0,0263	2,44	0,078
2,81	0,0347	3,37	0,069
3,79	0,0402	4,64	0,039
5,12	0,0437	6,39	0,014
6,91	0,056	8,81	$3,2 \times 10^{-3}$
9,32	0,0952	12,1	$4,9 \times 10^{-4}$
12,6	0,159	16,7	$1,04 \times 10^{-3}$
17	0,2	23	0,027
22,9	0,171	31,8	0,19
30,9	0,0972	43,8	0,33
56,3	$9,1 \times 10^{-3}$	83,1	0,0163

Tabelle A.5: Tabelle der bestimmten Verteilungsfaktoren q_i und Klassengrößen x_{Klasse} zur Berechnung der Partikelanzahl n_i in der Klasse i . Diese Anzahl wird benötigt um die Startbedingung für die numerische Berechnung der Partikelbewegung zu generieren. Durch die Normierung der Verteilungsfaktoren kann diese Anzahl über Gl. 4.1 berechnet werden.

Laktose SV003		Laktose 5 μm	
x_{Klasse} [μm]	q_i [1]	x_{Klasse} [μm]	q_i [1]
0,33	$8,6 \times 10^{-3}$	0,46	$6,7 \times 10^{-3}$
0,42	0,0168	0,54	0,0114
0,52	0,0288	0,63	0,0183
0,65	0,044	0,74	0,0274
0,81	0,0596	0,87	0,0385
1,01	0,0721	1,03	0,0505
1,25	0,0788	1,21	0,0622
1,56	0,0795	1,42	0,0717
1,94	0,0768	1,66	0,0775
2,41	0,0746	1,95	0,0788
3	0,075	2,29	0,0766
3,72	0,0768	2,69	0,0749
4,63	0,0767	3,16	0,0782
5,76	0,0713	3,72	0,0855
7,16	0,0599	4,36	0,0869
8,90	0,0448	5,12	0,073
11,1	0,0296	6,01	0,0478
13,8	0,0172	7,06	0,0242
17,1	$8,8 \times 10^{-3}$	8,29	$9,9 \times 10^{-3}$

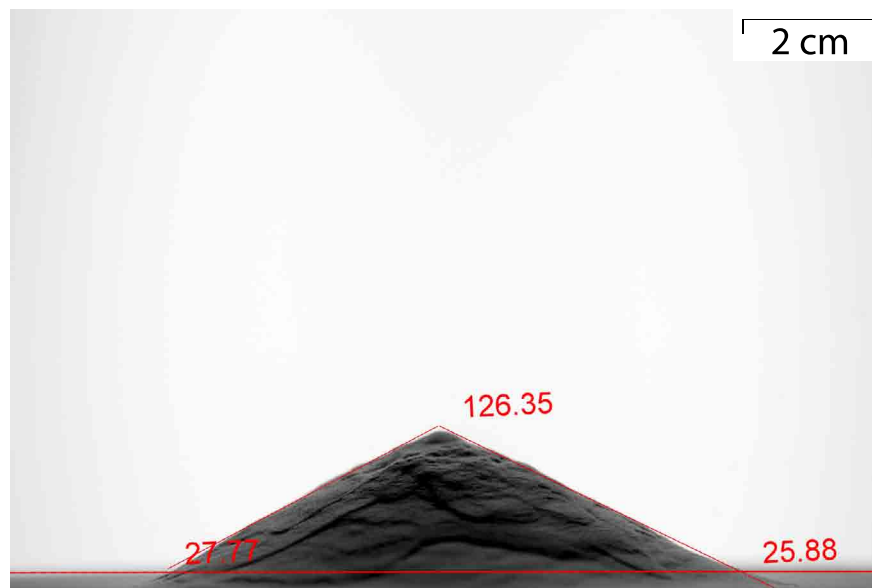


Abbildung A.14: Schüttkegel des Glas-Pulvers. Es sind die Ergebnis-Geraden der linearen Regression und die vermessenen Winkel eingetragen.

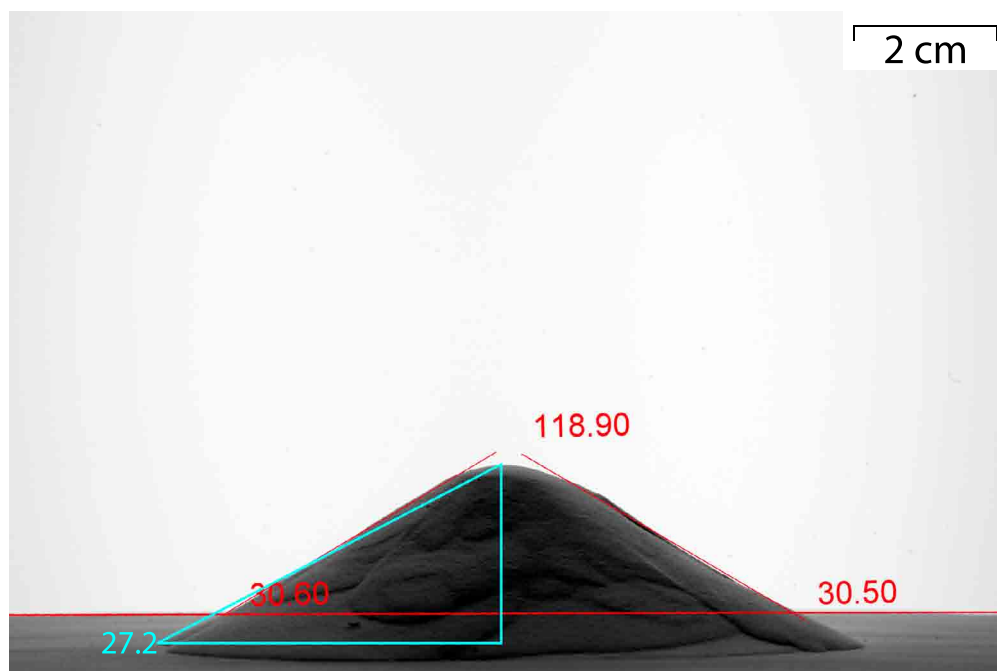


Abbildung A.15: Schüttkegel des Keramik-Pulvers. Hier sind die Ergebnisse der linearen Regression und die vermessenen Winkel in Rot eingetragen. Die blauen Linien und der Winkel zeigen das Ergebnis des Schüttwinkels, das über eine einfache Höhen/Breiten-Messung bestimmt wurde.

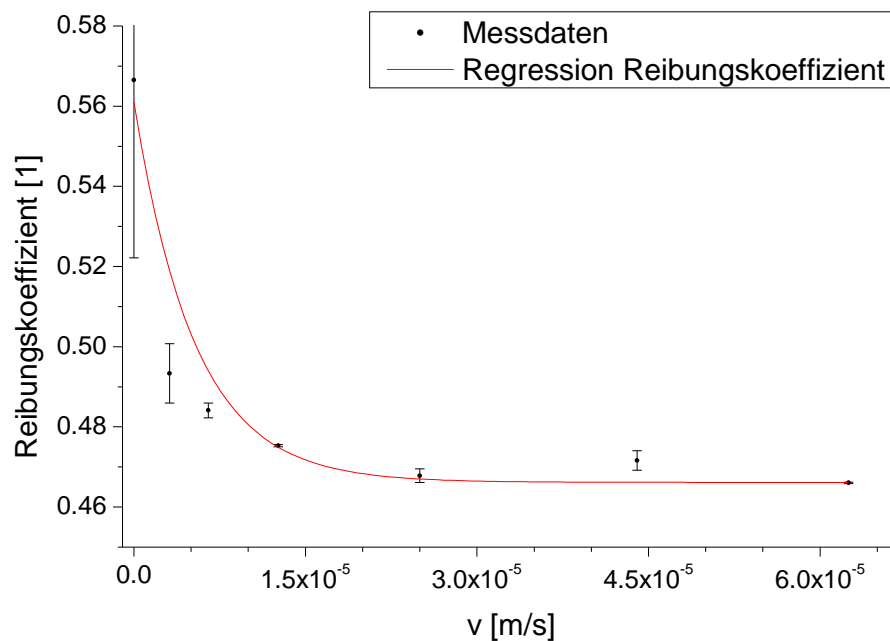


Abbildung A.16: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Partikelgeschwindigkeit v am Ringschergerät (schwarze Datenpunkte) für das Keramikpulver. Zudem wurde eine nicht-lineare Regression durchgeführt zur mathematischen Beschreibung des Reibungskoeffizienten (rote Kurve).

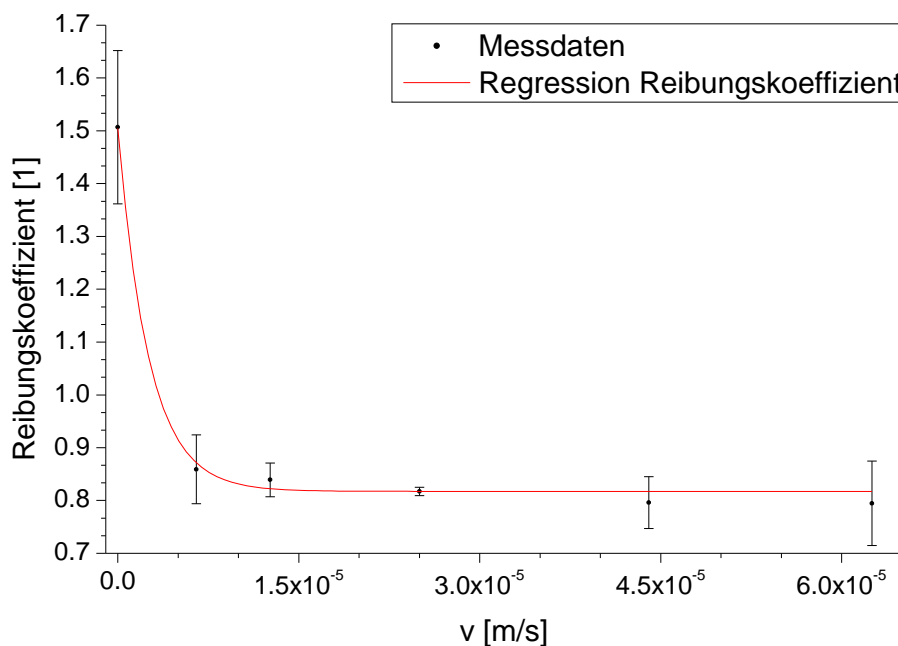


Abbildung A.17: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Partikelgeschwindigkeit v am Ringschergerät (schwarze Datenpunkte) für das Laktosepulver. Zudem wurde eine nicht-lineare Regression durchgeführt zur mathematischen Beschreibung des Reibungskoeffizienten (rote Kurve).

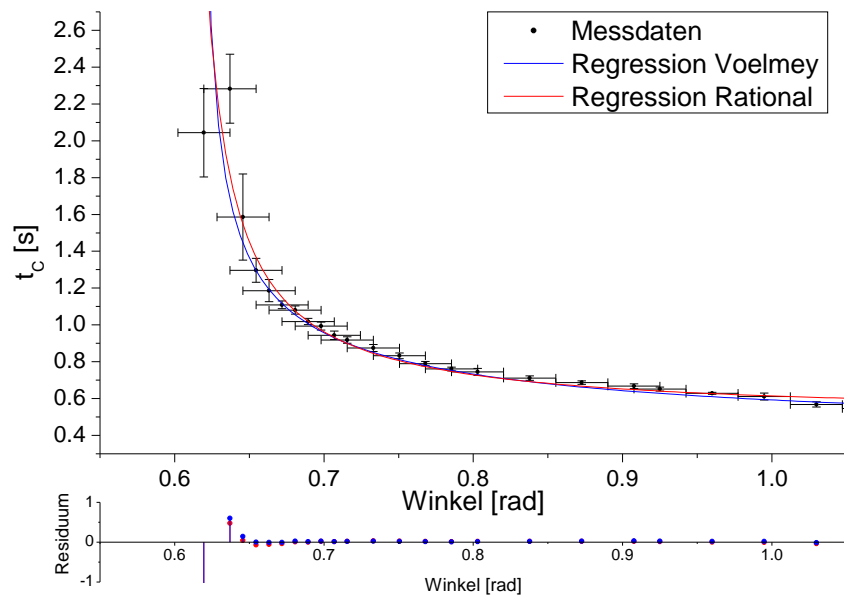


Abbildung A.18: Gemittelte Zeitdauer, die das Glas-Pulver zum Zurücklegen der Rampe benötigt, aufgetragen gegen den Rampenwinkel (schwarze Datenpunkte). Zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten wurden zwei Funktionen an die Daten angepasst. Dabei wurde eine allgemeine rationale Funktion (roter Verlauf) und eine spezielle Funktion (blauer Verlauf) verwendet, die auf Basis der Theorie nach Voelmey entwickelt wurde.

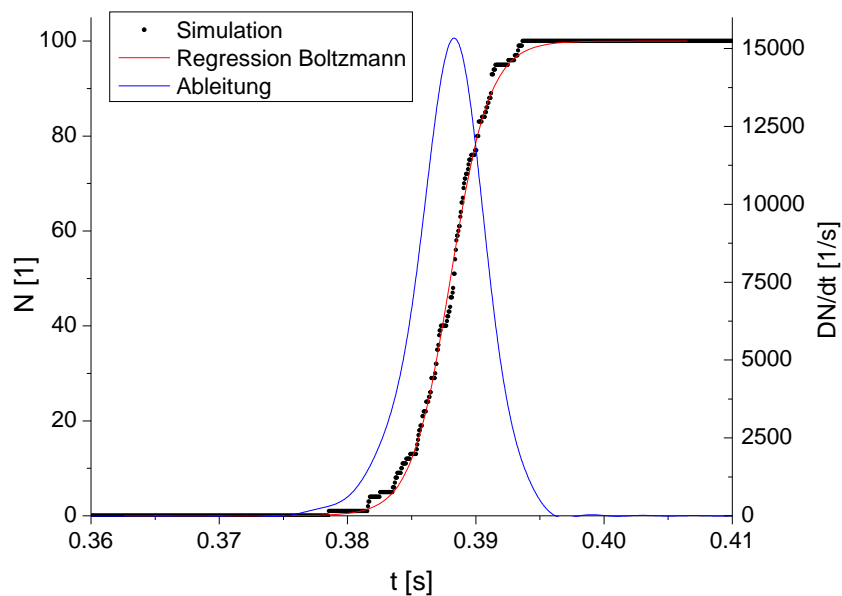


Abbildung A.19: Ergebnis der Simulation von $100\mu\text{m}$ großen Glaspartikeln auf einer schiefen Ebene mit einem Neigungswinkel von $\alpha = 0,8\text{ rad}$. Während der Simulation wurde zeitabhängig die Summe der Partikel bestimmt, die am Ende der Rampe angekommen sind. Dadurch entsteht hier ein akkumulierter Verlauf (schwarze Datenpunkte). Um diesen Verlauf mit den Messdaten vergleichen zu können wurde das Simulationsergebnis zeitlich abgeleitet und durch einen FFT-Filter ($f_G = 250\text{ Hz}$) in Origin geglättet (blauer Verlauf). Zur Bestimmung des mittleren Zeitpunkts an dem 50 % aller Partikel das Ende der Rampe erreicht haben, wurde eine Boltzmann-Funktion durch eine Regression an die Messdaten angepasst (roter Verlauf).

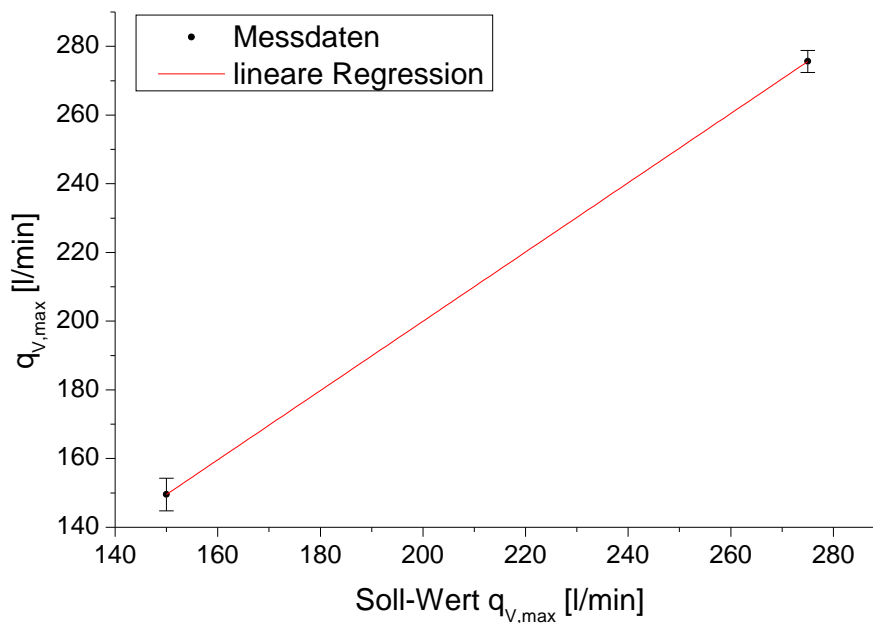


Abbildung A.20: Statistische Auswertung zum Vergleich des Soll-Wertes und des gemessenen Wertes der maximalen Volumenströmung während der Versuche. Zu sehen sind die durch die multiple lineare Regression bestimmten Daten (schwarze Punkte) und eine lineare Regression, die benutzt wurde um die Strömung zu überprüfen. Bei einer korrekten Einstellung würde diese Gerade eine Winkelhalbierende zwischen den beiden Achsen ergeben. Die Regressionsgerade hat eine Steigung von $m = 1,0083$ und schneidet bei einem Achsenabschnitt von $a = -1,693$ die Achsen.

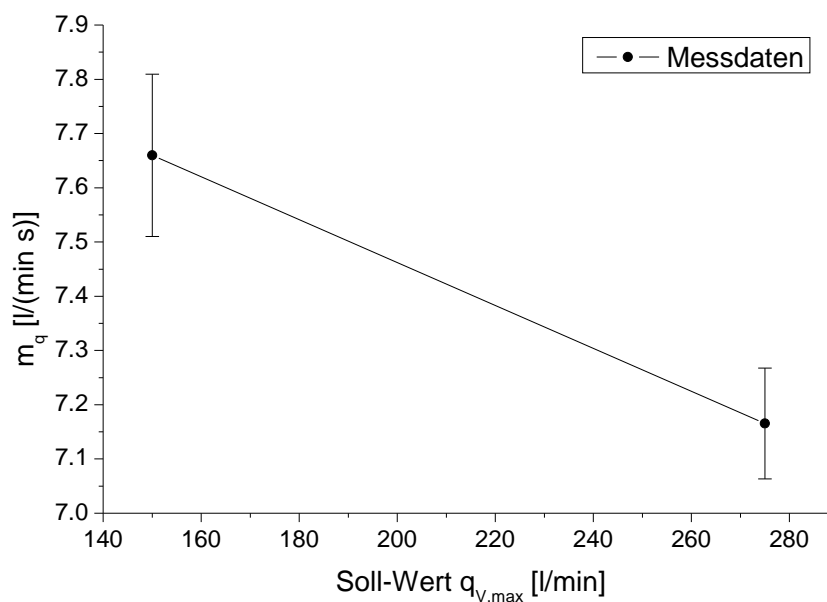


Abbildung A.23: Abhängigkeit der Steigung der Regressionsgeraden von dem eingestellten maximalen Volumenstrom, wie sie durch die multiple lineare Regression berechnet wurde. Eigentlich wurde der steigende Bereich so definiert, dass er unabhängig von diesem Wert sein soll. Dieses Diagramm zeigt aber, dass es trotzdem eine Abhängigkeit zu geben scheint.

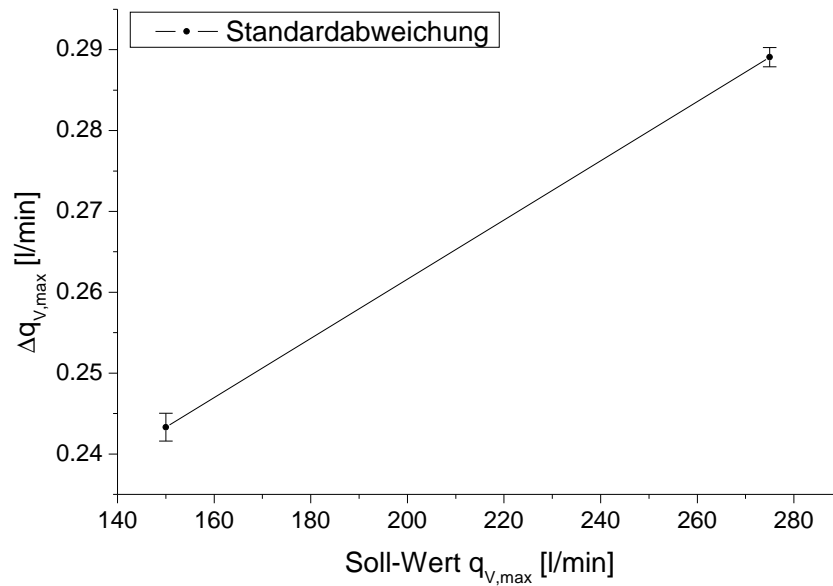


Abbildung A.21: Ergebnisse der multiplen Regression der Standardabweichung der Volumenströmung nach dem Erreichen des maximalen Wertes. Die Schwankung der Volumenströmung an diesem Punkt der Messung ist eindeutig abhängig von der maximalen Volumenströmung.

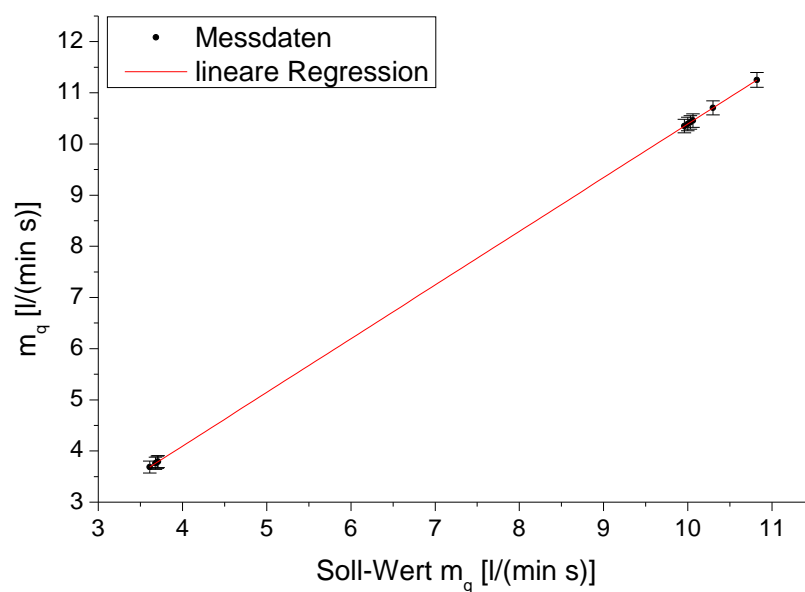


Abbildung A.22: Ergebnis der multiplen linearen Regression für die Steigung m_q in Abhängigkeit des eingestellten Soll-Wertes dieser Größe. Es zeigt sich, dass ein linearer Zusammenhang besteht, der durch eine lineare Regression (roter Verlauf) näher betrachtet werden kann.

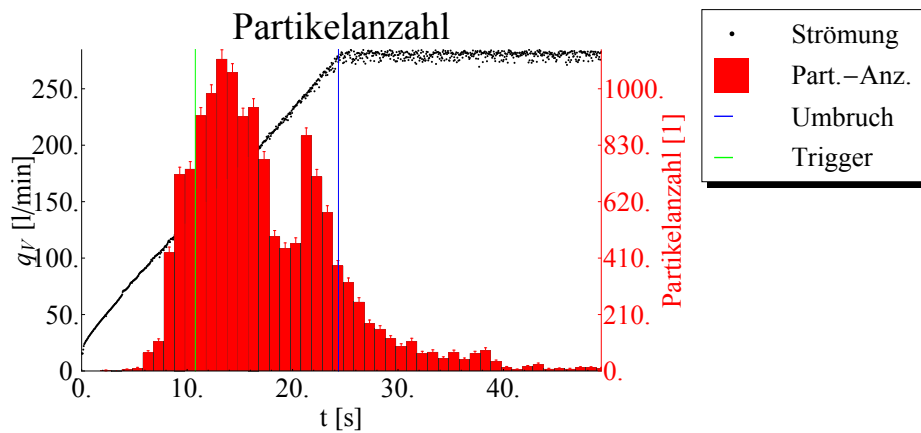


Abbildung A.24: Anzahl der gezählten Partikel pro Sekunde einer Messung mit Glas-Pulver (rote Balken), bei einer maximalen Volumenströmung von 275 l min^{-1} und einer Steigung von $10,03 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Bei dieser Messung wurde der Vortex-Generator in den Windkanal eingebaut. Zusätzlich ist in das Diagramm der Verlauf der Volumenströmung eingetragen. Die bei den Balken eingetragenen Zählfehler wurden auf Basis der Standardabweichung der Poissonverteilung (charakteristisch für eine Zählung) berechnet. Bei dieser Messung wurden durch den Vortex-Generator bereits während der steigenden Volumenströmung so viele Partikel von der Schüttung dispergiert, dass diese bei Erreichen des konstanten Verlaufs fast vollständig abgetragen war.

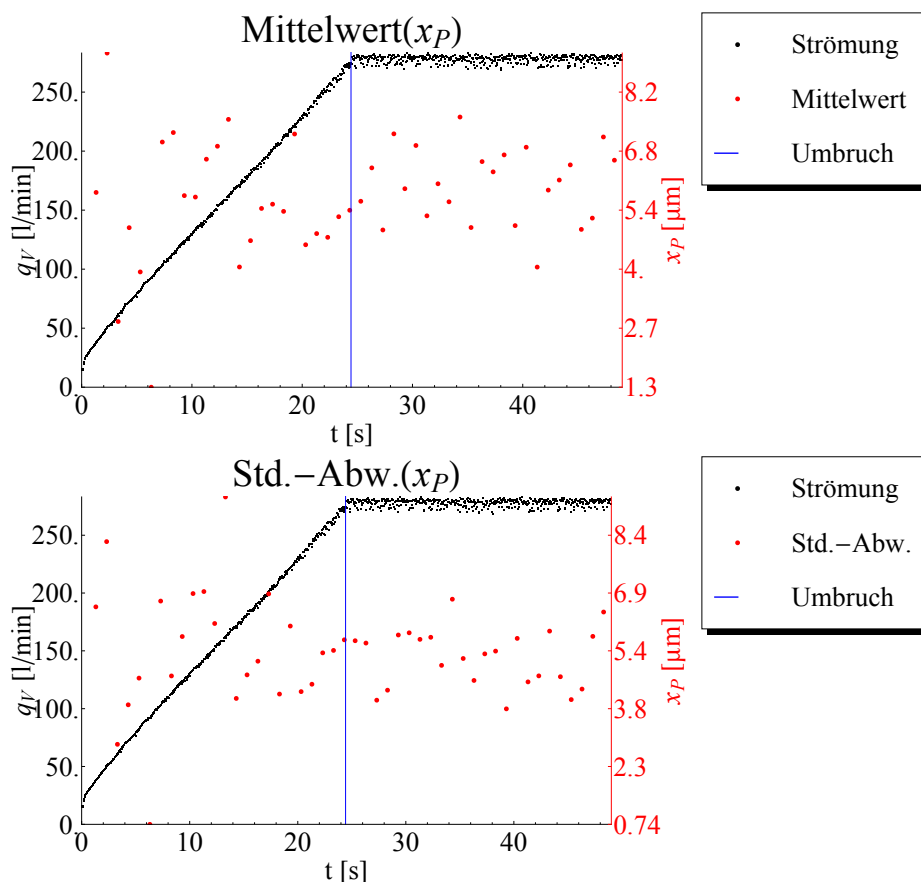


Abbildung A.25: Das obere Diagramm zeigt die Mittelwerte der Partikeldurchmesser, die innerhalb eines Zeitintervalls von 1 s gezählt wurden (rote Datenpunkte). Das untere Diagramm zeigt die Standardabweichung dieser Durchmesser (rote Datenpunkte). Zudem ist der zeitliche Verlauf der Volumenströmung (schwarze Punkte) und der Übergang von der steigenden zur konstanten Strömung dargestellt (blaue Linie). Die Diagramme zeigen das Ergebnis der Partikelzählung bei einer Messung mit Glas-Pulver, einer maximalen Volumenströmung von 275 l min^{-1} und einer Steigung von $10,03 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

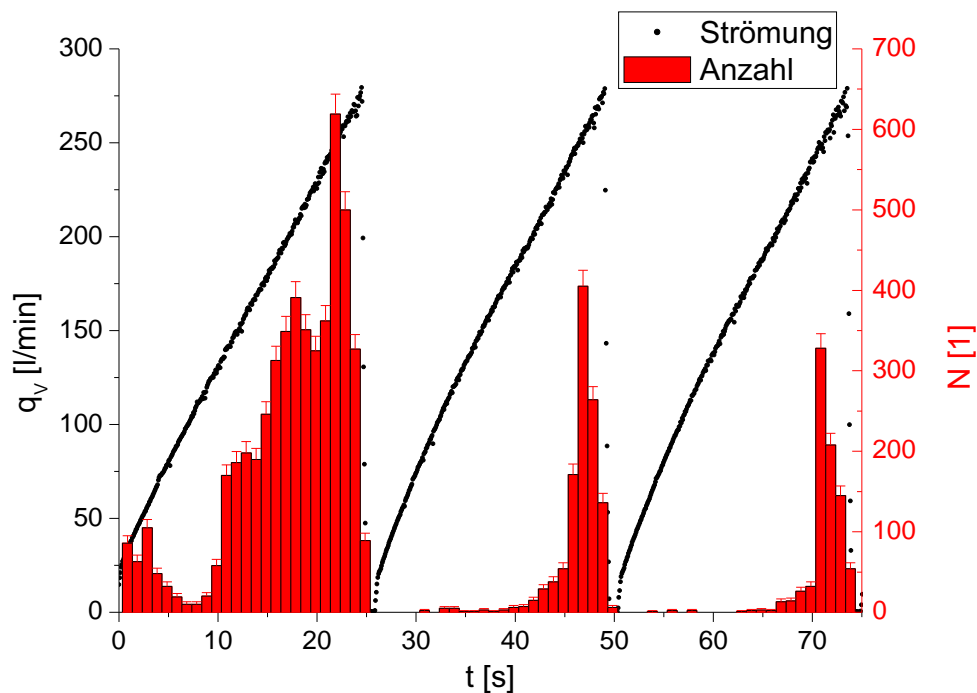


Abbildung A.26: Zeitlicher Verlauf der Partikelanzahl (rote Balken) bei einer sich zeitlich ändernden Partikelströmung (schwarze Datenpunkte). Für dieses Experiment ändert sich die Volumenströmung entsprechend eines Sägezahn-Verlaufs. Dieses Diagramm zeigt das Ergebnis von Glaspulver bei einer maximalen Volumenströmung von $q_{v,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Steigung von $m_q = 101 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Die Fehlerangaben beruhen auf der Berechnung der Standardabweichung der Poisson-Verteilung.

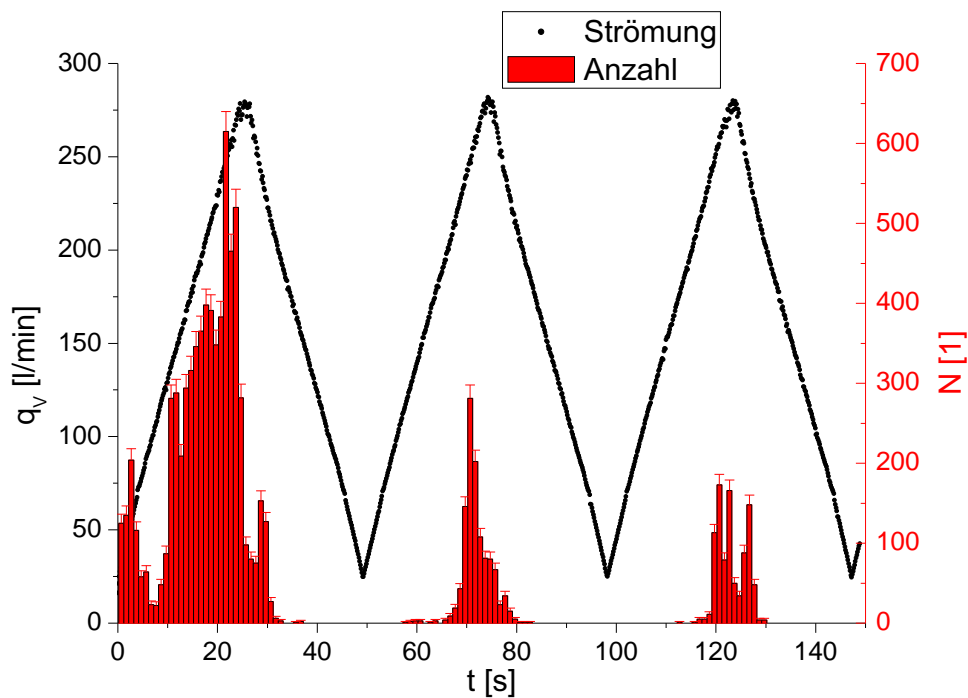


Abbildung A.27: Zeitlicher Verlauf der Partikelanzahl (rote Balken) bei einer sich zeitlich ändernden Partikelströmung (schwarze Datenpunkte). Für dieses Experiment ändert sich die Volumenströmung entsprechend eines Dreieck-Verlaufs. Dieses Diagramm zeigt das Ergebnis von Keramikpulver bei einer maximalen Volumenströmung von $q_{v,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Steigung von $m_q = 101 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Die hier gezeigten Fehler wurden über die Standardabweichung der Poisson-Verteilung berechnet.

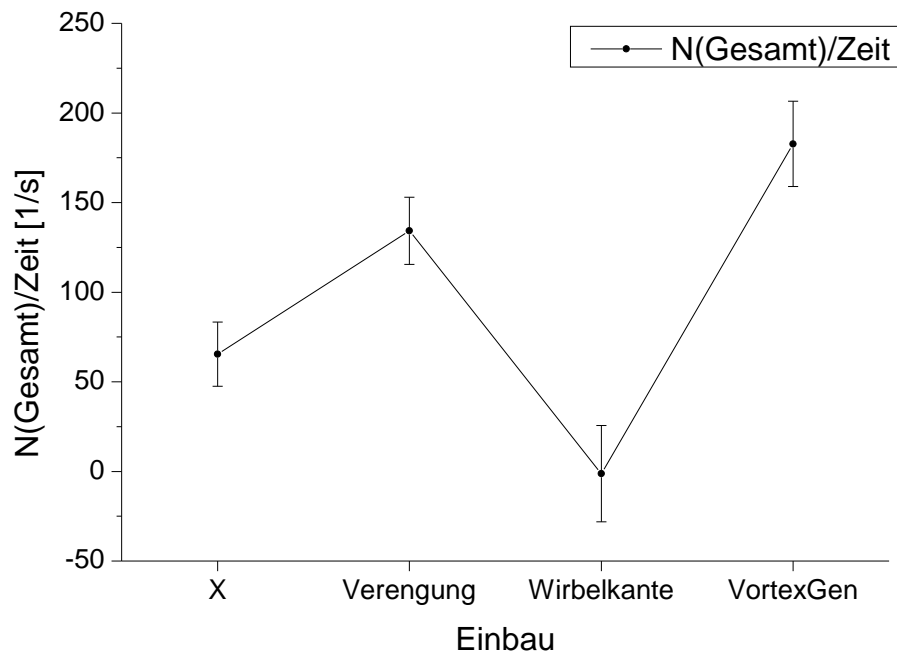


Abbildung A.28: Abhängigkeit der Antwort über die Gesamtanzahl aller Partikel pro Zeit, die über die gesamte Messzeit gezählt wurden, von den Einbauten im Messkanal. Diese Grafik wurde mit Hilfe einer MLR berechnet. Es ist eindeutig zu erkennen, dass durch den Einbau der Wirbelkante die wenigsten und durch den Vortex-Generator die meisten Partikel vom optischen Partikelzähler registriert wurden, wie es auch erwartet wurde.

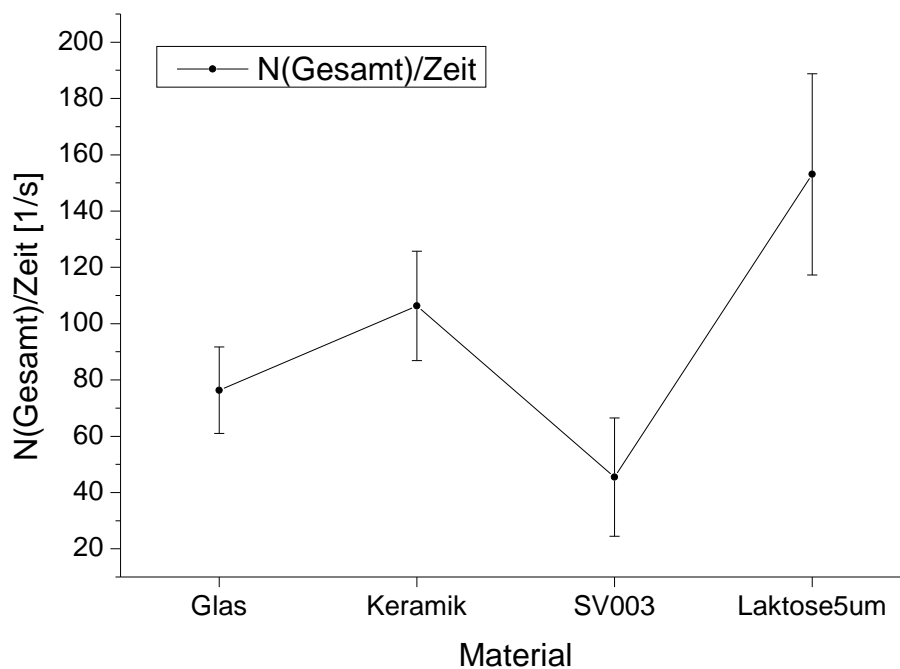


Abbildung A.29: Antwort der Gesamtanzahl aller Partikel pro Zeit, in Abhängigkeit von den Einbauten im Messkanal. Diese Grafik wurde mit Hilfe einer MLR berechnet. Das Diagramm zeigt, dass ungefähr die gleiche Anzahl Partikel des Glaspulvers pro Zeit, als auch des Keramikpulvers gezählt wurde. Bei der Laktose SV003 wurden weniger Partikel gezählt, was auf die höheren Adhäsionskräfte und die unregelmäßig geformten Partikel zurückgeführt werden kann.

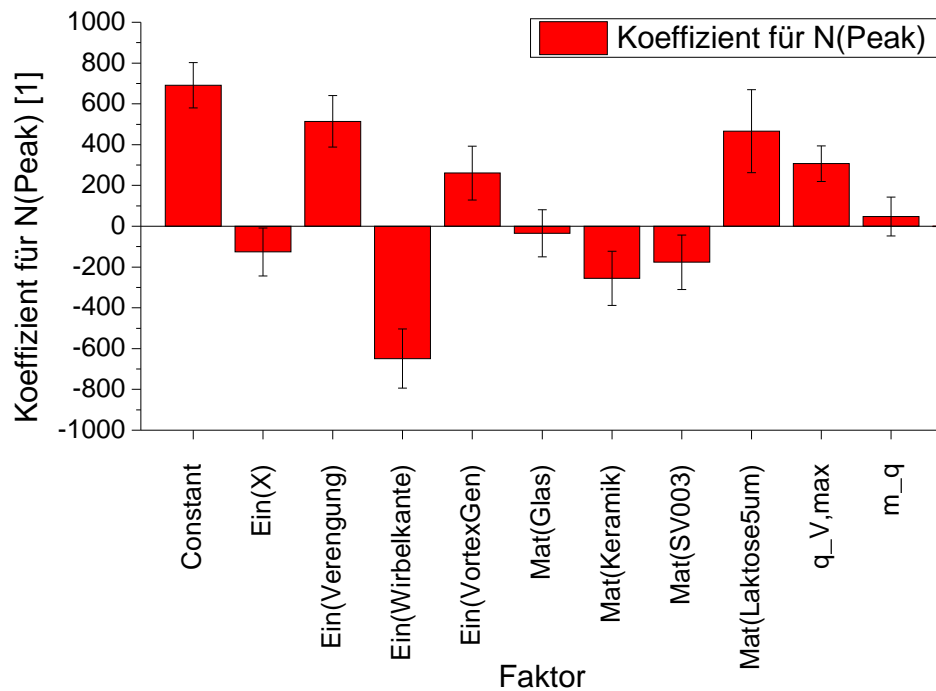


Abbildung A.30: Koeffizientendiagramm der Partikelanzahl im Zeitintervall mit der maximalen Anzahl an Partikeln in Abhängigkeit der verschiedenen Parameter. Diese Größe ist unabhängig von der Steigung der Strömung m_{qV} und abhängig von der maximalen Volumenströmung $q_{V,max}$. Diese Abhängigkeiten wurden aufgrund der Entstehung des fehlerhaften Peaks auch so erwartet.

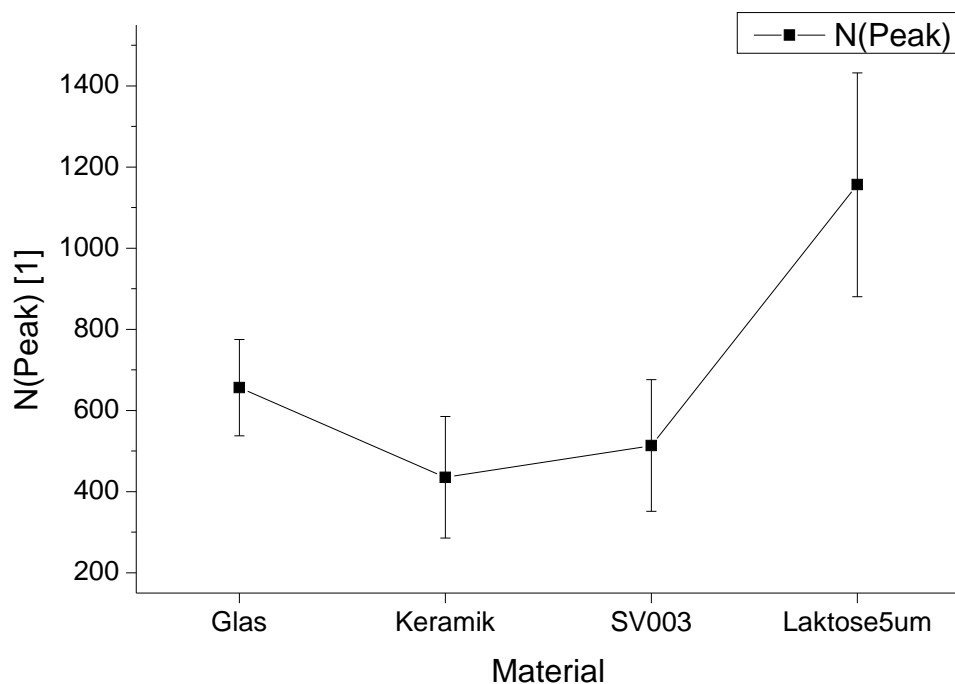


Abbildung A.31: Abhängigkeit der gezählten Partikel innerhalb des Zeitintervalls mit der höchsten Partikelanzahl in jedem Experiment von dem dabei untersuchten Pulver. Es zeigt sich, dass bei dem Keramikpulver im Vergleich zu den anderen untersuchten Antworten weniger Partikel gezählt wurden als bei dem Glaspulver.

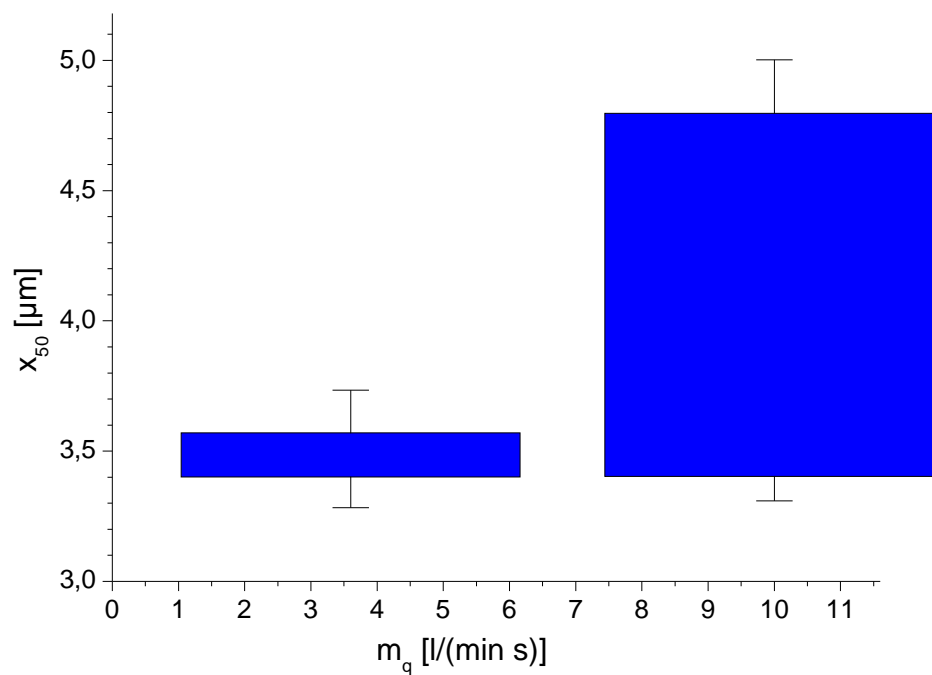


Abbildung A.32: Regressionsparameter x_{50} der einfachen Log-Normalverteilung in Abhängigkeit der Steigung der Volumenströmung m_q . Die Balkenbreite entsteht durch die Betrachtung der Antwort in Abhängigkeit der verschiedenen Steigungen der Volumenströmung.

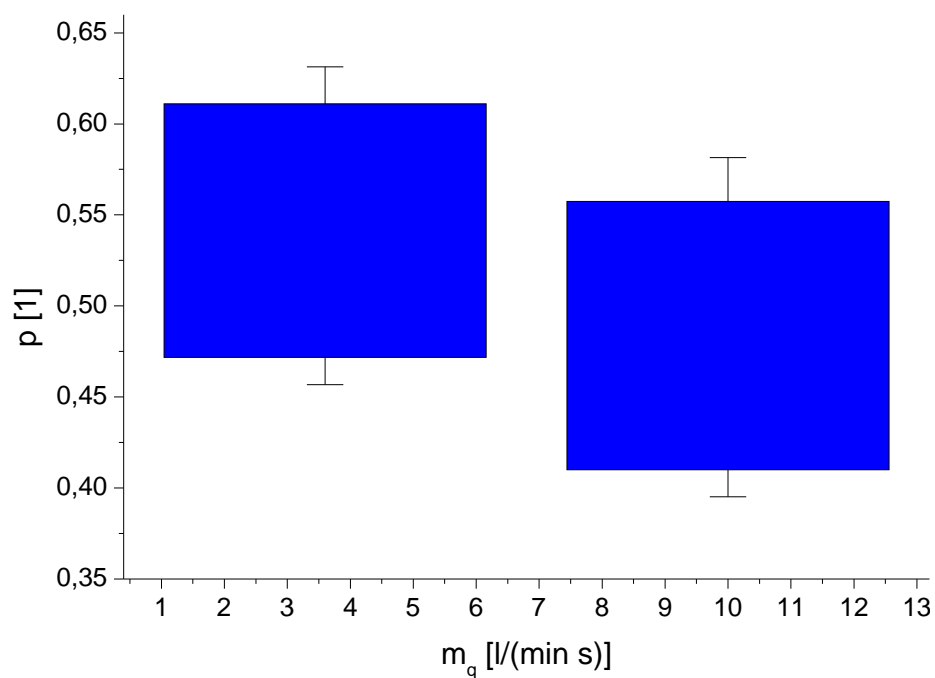
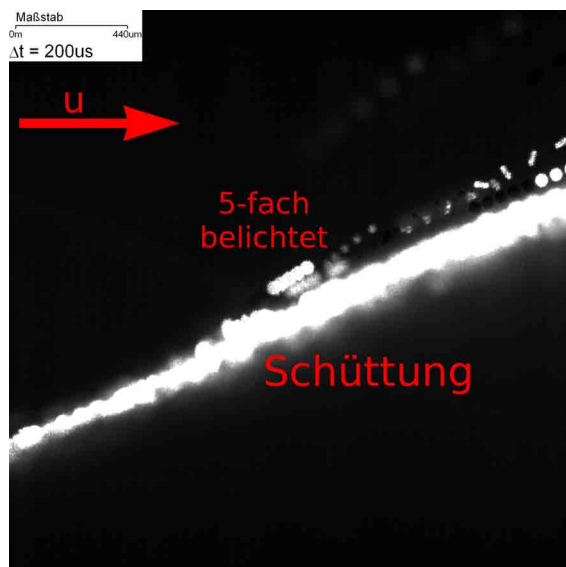


Abbildung A.33: Parameter p in Abhängigkeit von der Steigung der Volumenströmung. Die Höhe der Balken wird aufgespannt durch die Betrachtung des Parameters in Abhängigkeit der maximalen Volumenströmung.



(a) Bild 2737



(b) 2738

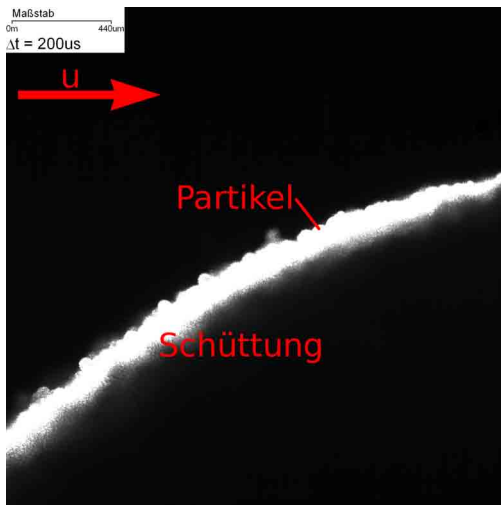


(c) Bild 2739

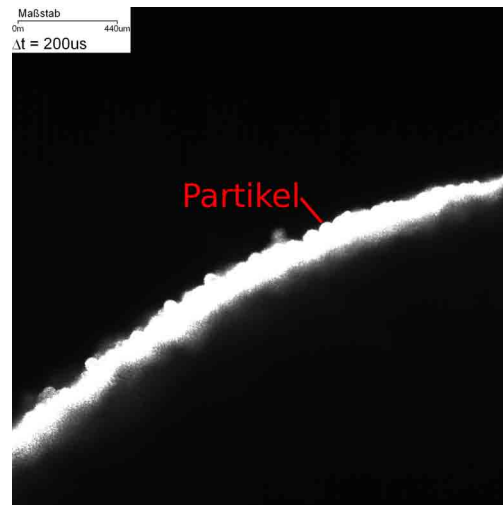


(d) Bild 2740

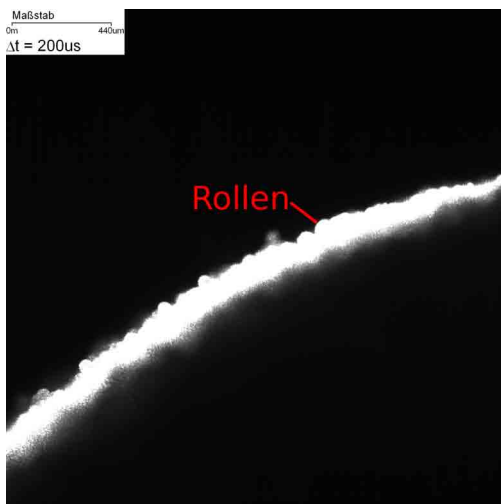
Abbildung A.34: Aufnahme-Sequenz aus vier mehrfach belichteten Bildern der Partikeldynamik bei einem Versuch mit Keramikpulver und einem eingebauten Vortex-Generator. Die dispergierenden Partikel sind hier für eine Bildverarbeitung nicht eindeutig zu erkennen, da es hier zu einer Überlagerung der einzelnen Belichtungen eines Partikels kam, wenn dieses sich zu langsam bewegt hat oder wenn sich die Belichtung zweier Partikel überlagert.



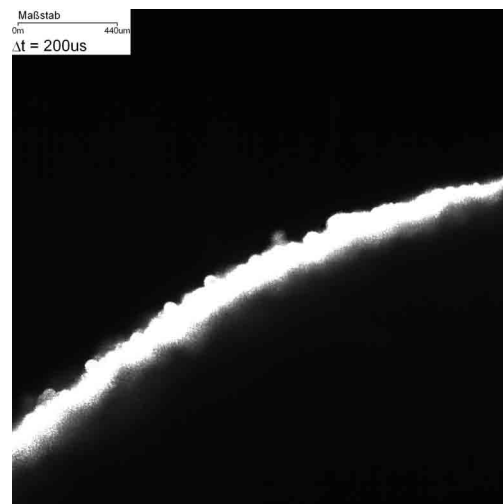
(a) Bild 687



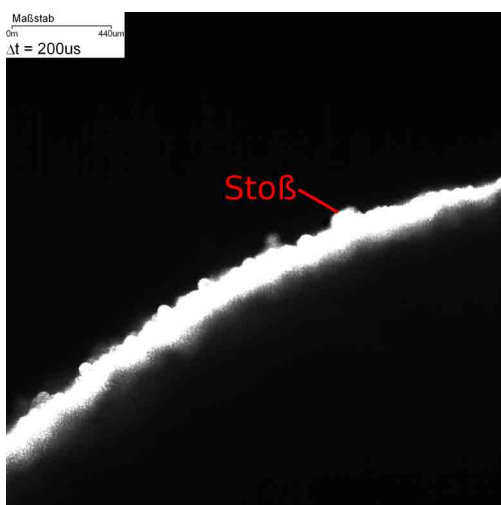
(b) Bild 688



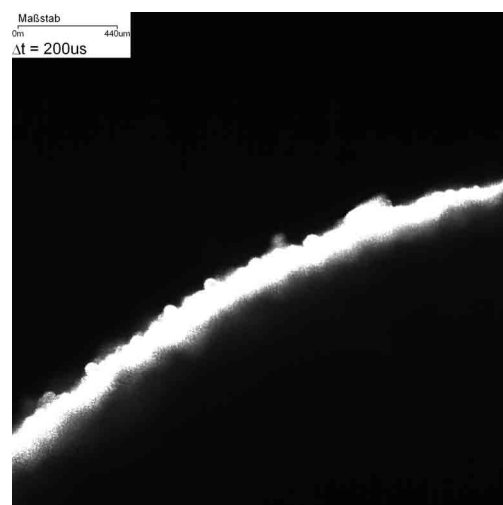
(c) Bild 689



(d) Bild 690



(e) Bild 691



(f) Bild 692

Abbildung A.35: Fortsetzung in Abb. A.36

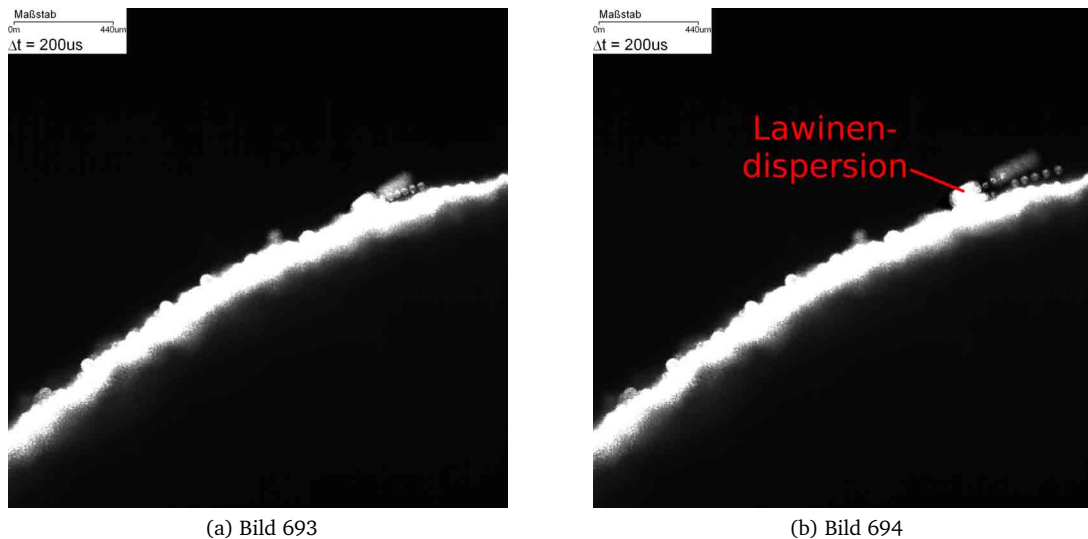
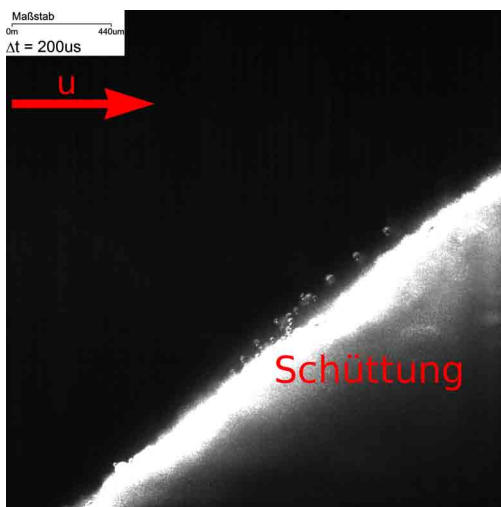
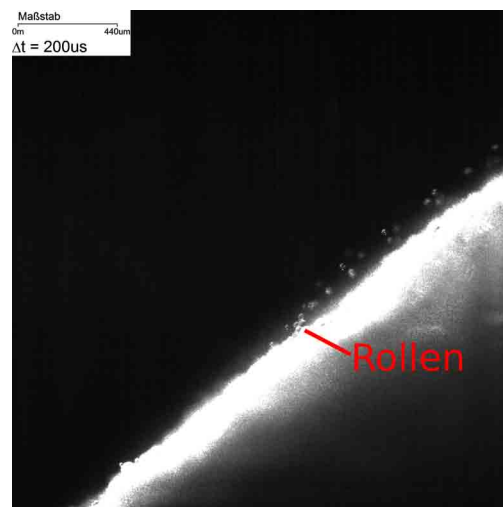


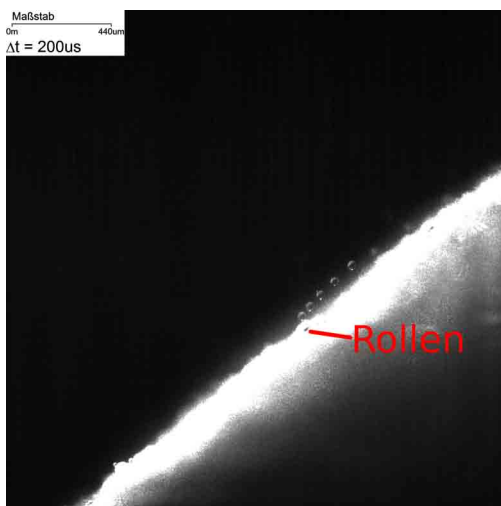
Abbildung A.36: Bildsequenz aus 8 Bildern (siehe vorangegangene Abb. A.35), die ein rollendes Partikel zeigt. Während des Rollens kommt es zum Stoß mit einem weiteren Partikel. Durch die Impulsübertragung der Rollbewegung des einen Partikels werden weitere Partikel in Bewegung versetzt. Diese Partikel dispergieren nun von der Schüttung. Dieser Vorgang wird Lawinendispersion genannt und konnte relativ häufig beobachtet werden. Diese Aufnahmen wurden mit Keramikpulver erzeugt ($q_{V,\max} = 150 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,\max} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, kein Einbau) und wurden bei einer Strömung von $q_{V,T} = (146,4 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$ durch den Trigger gestartet.



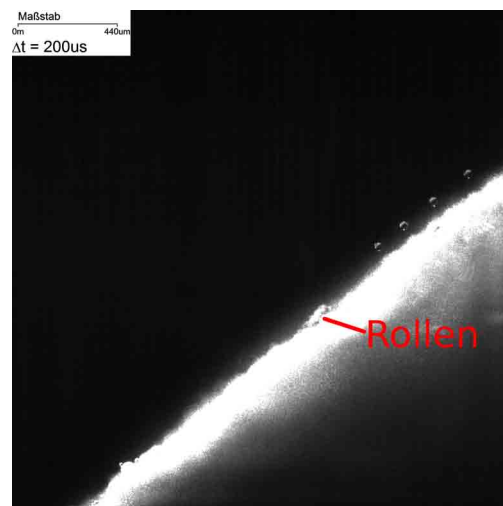
(a) Bild 1791



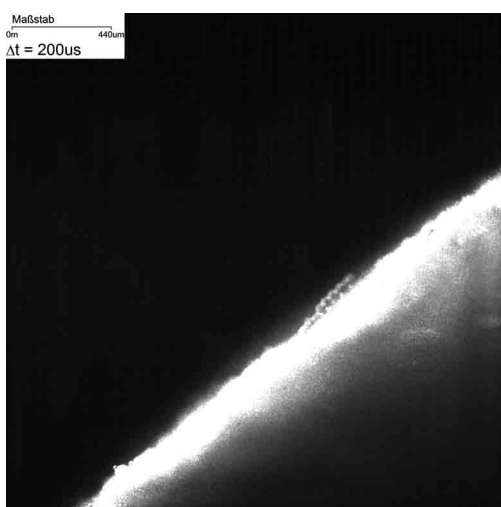
(b) Bild 1792



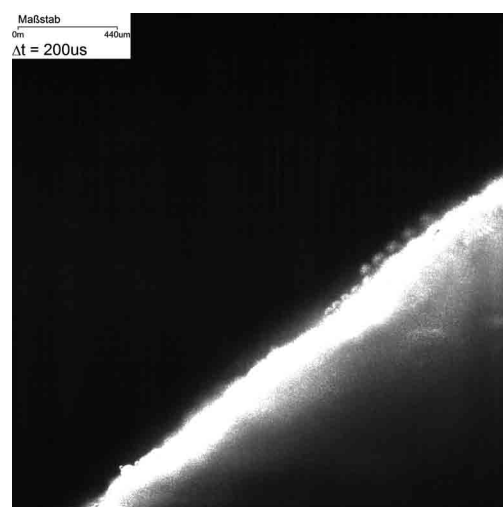
(c) Bild 1793



(d) Bild 1793

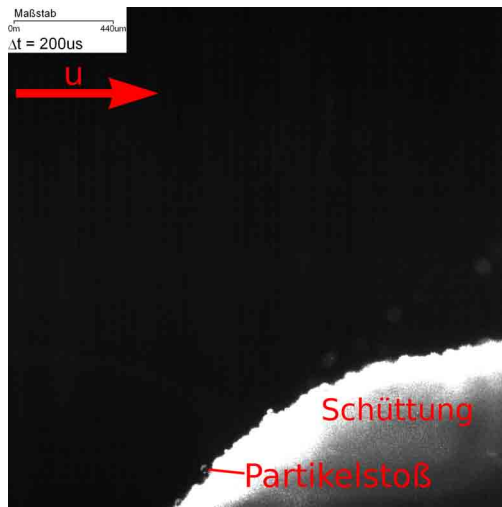


(e) Bild 1795

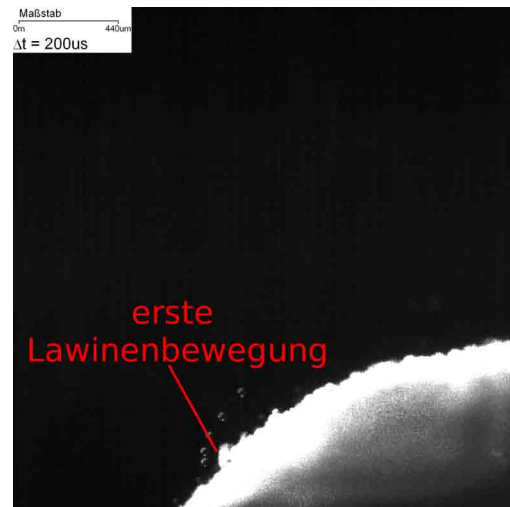


(f) Bild 1796

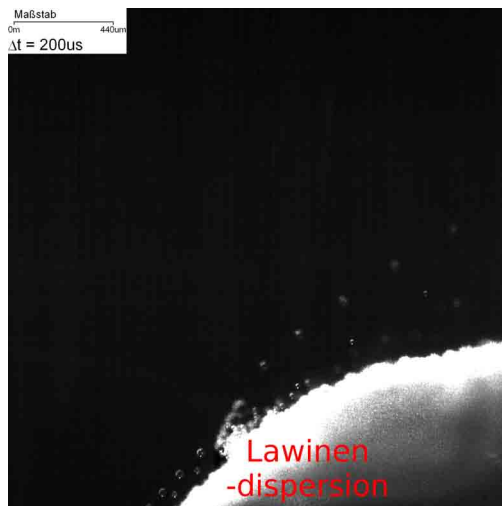
Abbildung A.37: Sequenz aus sechs Bildern von einer Aufnahme der Partikelbewegung von Glaspulver, bei der kein Einbau innerhalb der Messstrecke verwendet wurde. Im Windkanal wurde eine maximale Volumenströmung von $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und eine Steigung dieser Strömung von $q_{V,max} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$ betrachtet. Der Trigger zum Starten dieser Aufnahme erfolgte bei einer Strömung von $q_{V,T} = (145 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$. Die Beschriftung der Bilder zeigt mehrere Partikel, die zunächst über andere Partikel der Schüttung abrollen, bevor sie mit einem Partikel stoßen oder direkt von der Strömung erfasst werden und dispergieren.



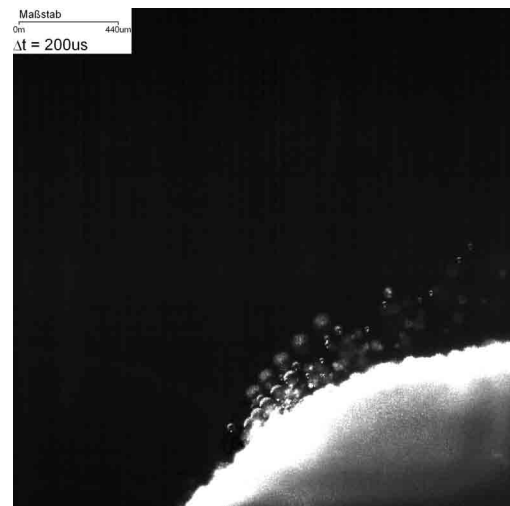
(a) Bild 2650



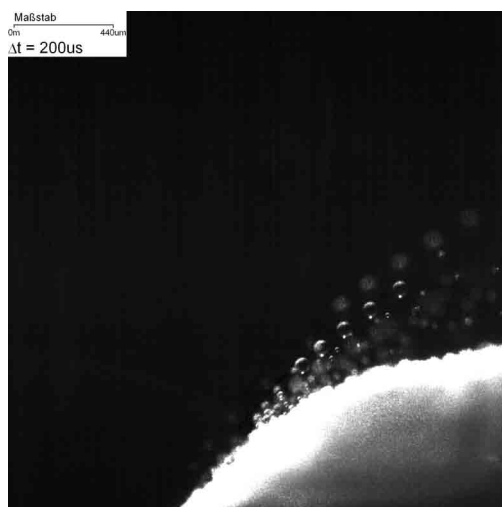
(b) Bild 2651



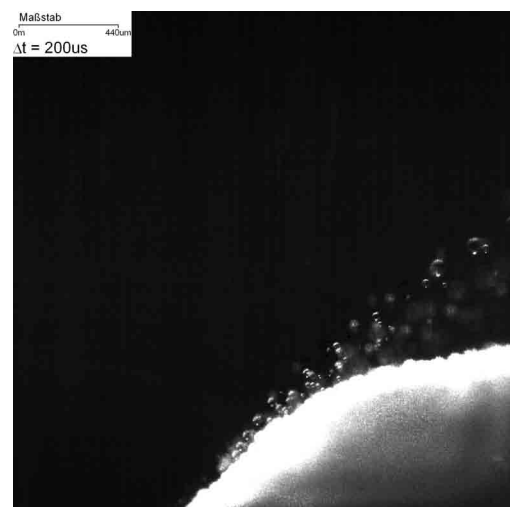
(c) Bild 2652



(d) Bild 2653

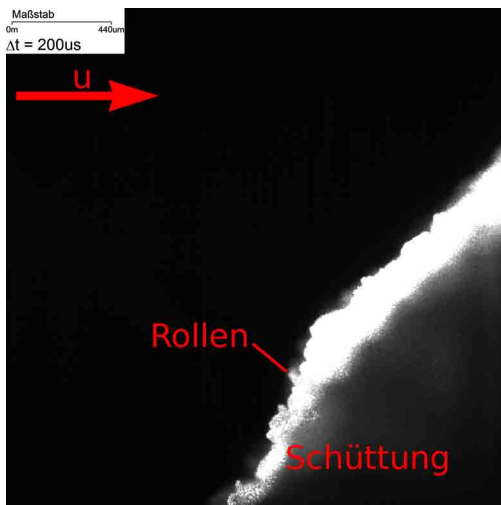


(e) Bild 2654

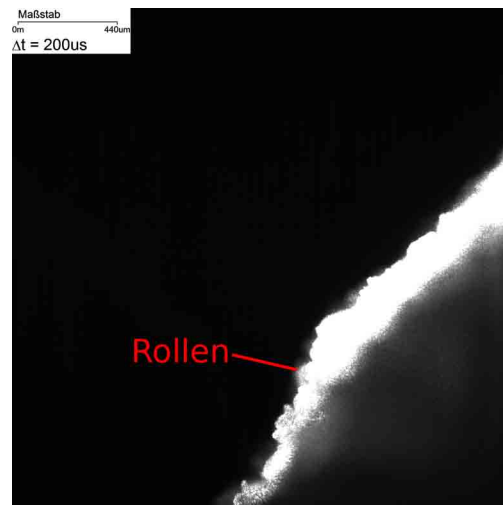


(f) Bild 2655

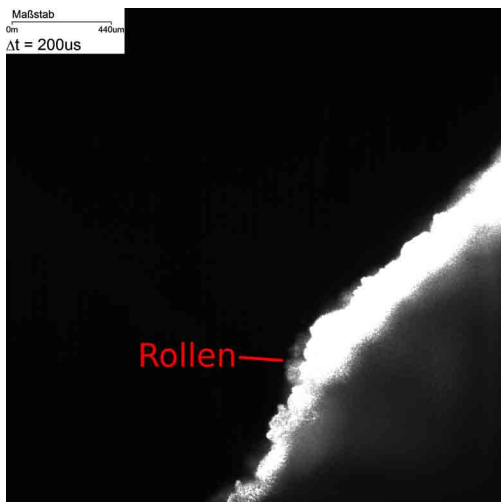
Abbildung A.38: Diese Sequenz aus sechs mehrfachbelichteten Kamerabildern zeigt den Stoß eines luftgetragenen Partikels mit der Schüttung. Bei diesem Stoß wird soviel Energie übertragen, dass weitere Partikel von der Schüttung dispergieren können, die eine Lawinendispersion hervorrufen können. Eine große Anzahl von Partikeln beginnt von der Schüttung zu dispergieren. Diese Aufnahmen stammen von einem Experiment mit Glaspulver ($q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,max} = 3,6 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$) und wurden bei einer Strömung von $q_{V,T} = (199,3 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$ durch den Trigger gestartet. Die Hauptströmungsrichtung wird durch den Pfeil im ersten Bild angezeigt.



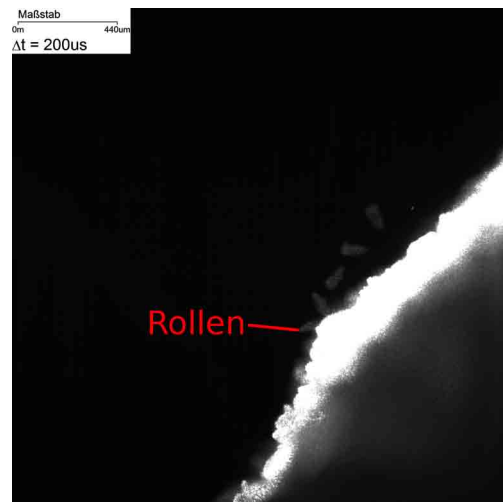
(a) Bild 119



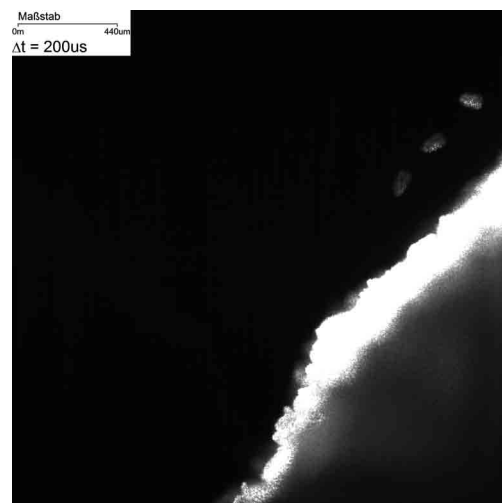
(b) Bild 120



(c) Bild 121

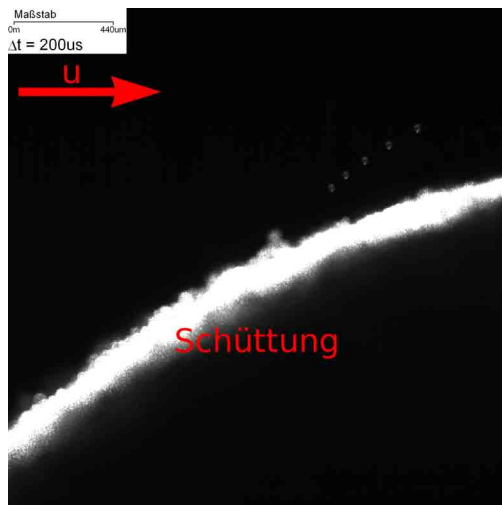


(d) Bild 122

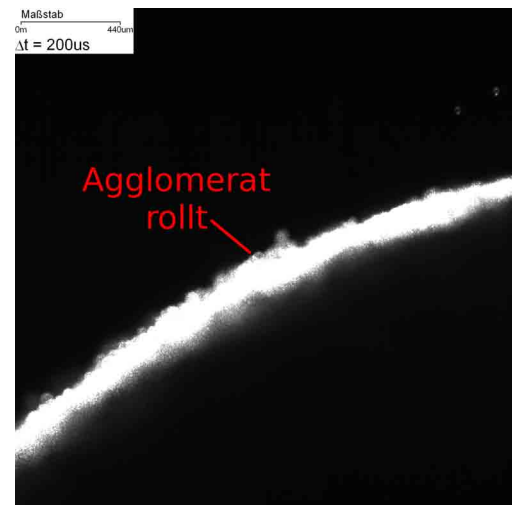


(e) Bild 123

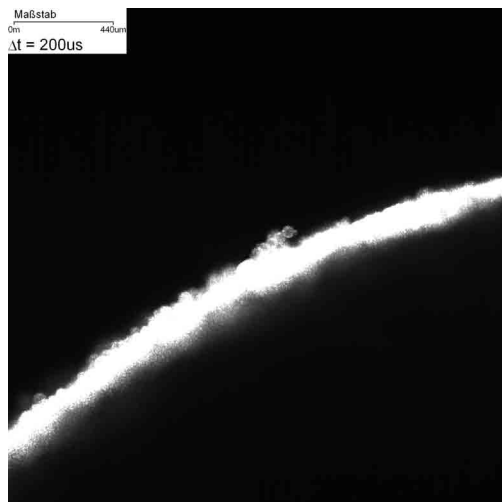
Abbildung A.39: Bildsequenz der Dispersion eines Laktose SV003 Partikels. Aufgrund der nicht-sphärischen Form der Partikels wurde hier erwartet, dass es nicht zur Rotation des Partikels kommt. Stattdessen konnte aber hier eine Rotation auf der Schüttungsoberfläche beobachtet werden, die zur Dispersion des Partikels geführt hat. Die Aufnahmen wurden bei einer Volumenströmung von $q_{V,T} = (277,4 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$ durch das Triggersignal gestartet ($q_{V,\text{max}} = 270 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,\text{max}} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, ohne Einbau).



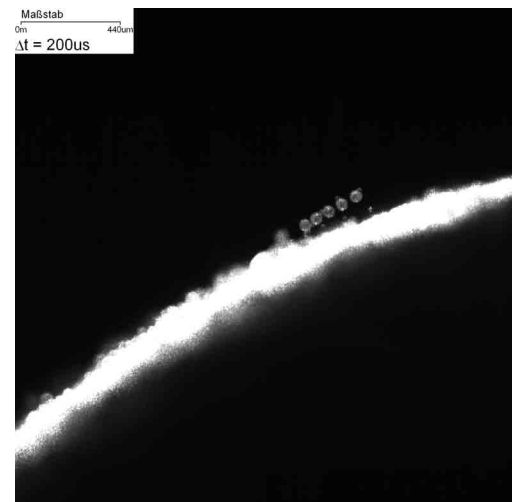
(a) Bild 1558



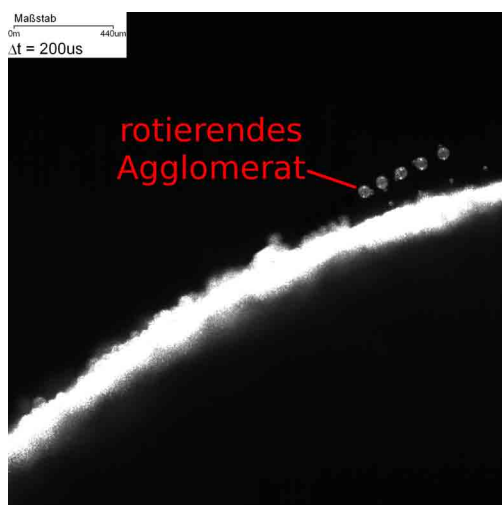
(b) Bild 1559



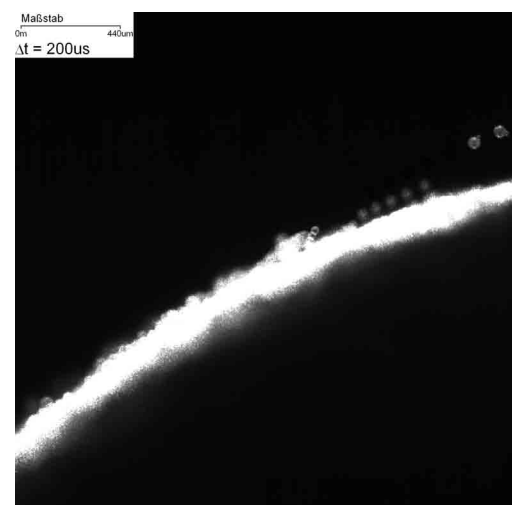
(c) Bild 1560



(d) Bild 1561

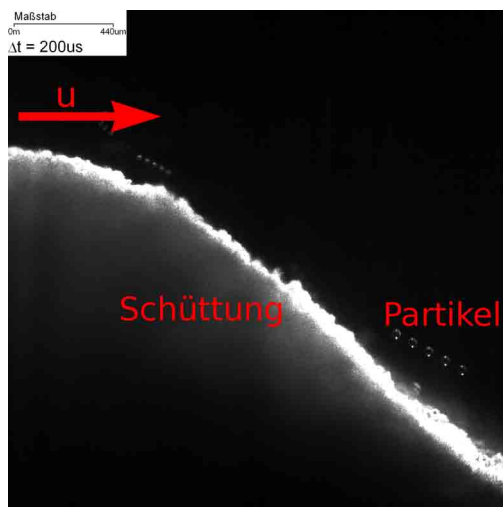


(e) Bild 1562

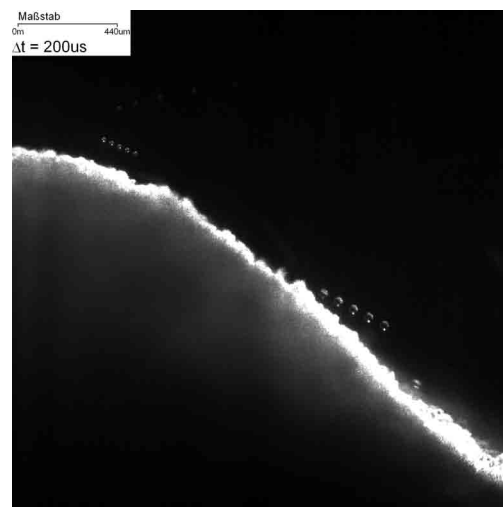


(f) Bild 1563

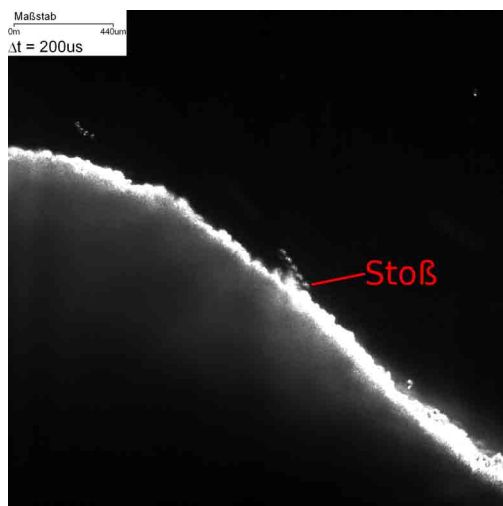
Abbildung A.40: Diese Bildsequenz zeigt das Rollen und Dispergieren eines Agglomerats aus zwei Partikeln von der Schüttung. Nach der Dispersion rotiert das Agglomerat weiter. Diese Aufnahmen sind bei der Beobachtung der Dynamik von Keramikpulver entstanden ($q_{V,max} = 150 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,max} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, ohne Einbau) und wurden bei einer Volumenströmung von $q_{V,T} = (146,6 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$ durch den elektrischen Trigger gestartet.



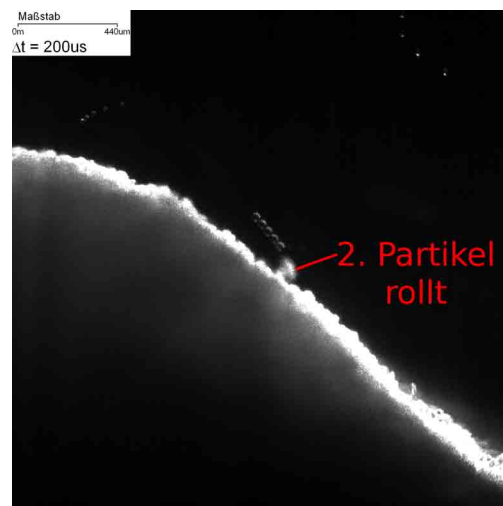
(a) Bild 2057



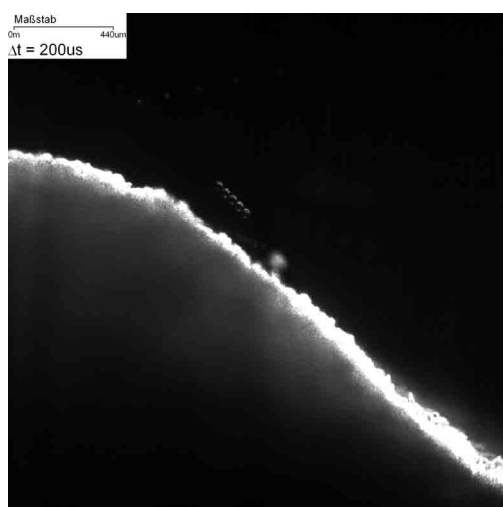
(b) Bild 2058



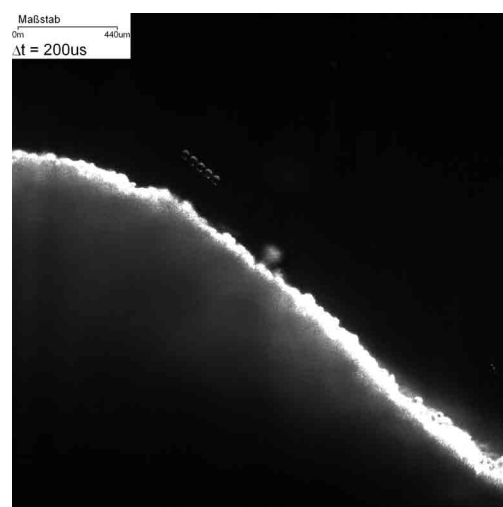
(c) Bild 2059



(d) Bild 2060

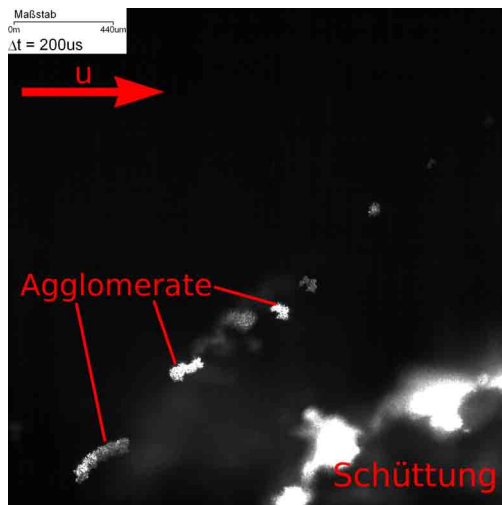


(e) Bild 2061

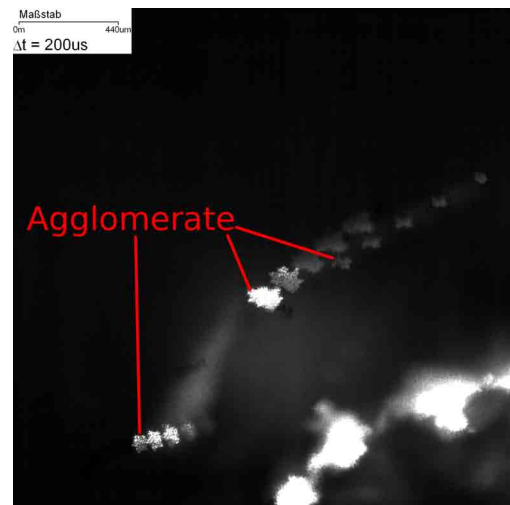


(f) Bild 2062

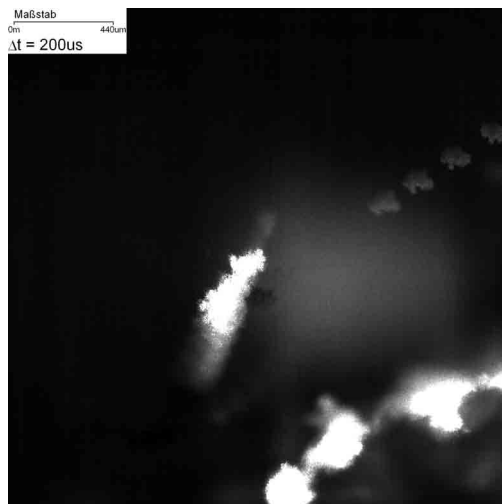
Abbildung A.41: Sequenz aus sechs Bildern von einer Aufnahme bei der Untersuchung des Glaspulvers, bei der kein Einbau innerhalb der Messstrecke verwendet wurde ($q_{V,\max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,\max} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$). Der Trigger zum Starten dieser Aufnahme erfolgte bei einer Strömung von $q_{V,T} = (186,5 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$. Die Bilder zeigen die Aufnahmen auf der strömungsabgewandten Seite des Schüttkegels (roter Pfeil zeigt die Strömungsrichtung). Aufgrund der dort entstandenen Wirbelströmung bewegen sich einige Partikel entgegen der Hauptströmung wieder auf den Haufen zu. Dabei kann es zu einem Stoß kommen, durch den ein weiteres Partikel zu rollen beginnt.



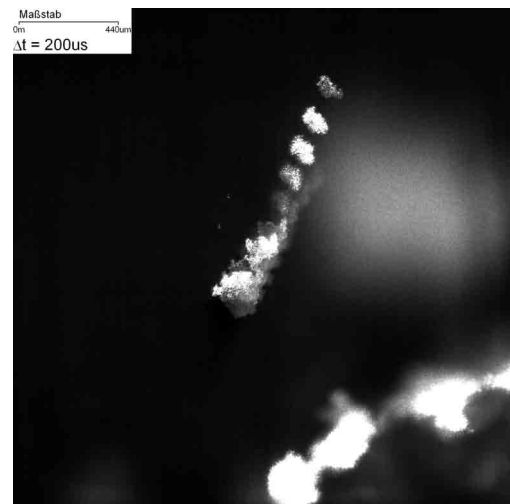
(a) Bild 590



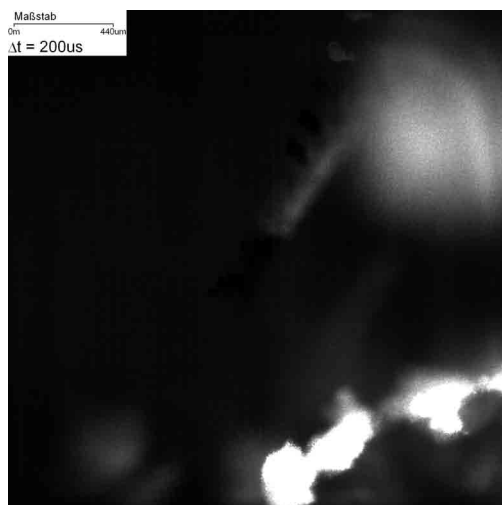
(b) Bild 591



(c) Bild 592



(d) Bild 593



(e) Bild 594



(f) Bild 595

Abbildung A.42: Sequenz der Agglomeratenbewegung bei der Untersuchung des Laktose $5\mu\text{m}$ Pulvers. Bei diesen Aufnahmen konnte nur die Bewegung von sehr großen Agglomeraten beobachtet werden. Da diese aufgrund ihrer größeren Masse viel schwerer sind, konnten hier nur Aufnahmen mit dem Einbau des Vortex-Generators gemacht werden ($q_{V,\text{max}} = 2751\text{min}^{-1}$, $q_{V,\text{max}} = 101\text{min}^{-1}\text{s}^{-1}$, $q_{V,T} = 99,2 + -0,1\text{min}$). In dieser Bildsequenz ist gut zu erkennen, wie die Agglomerate in der Strömung rotieren.

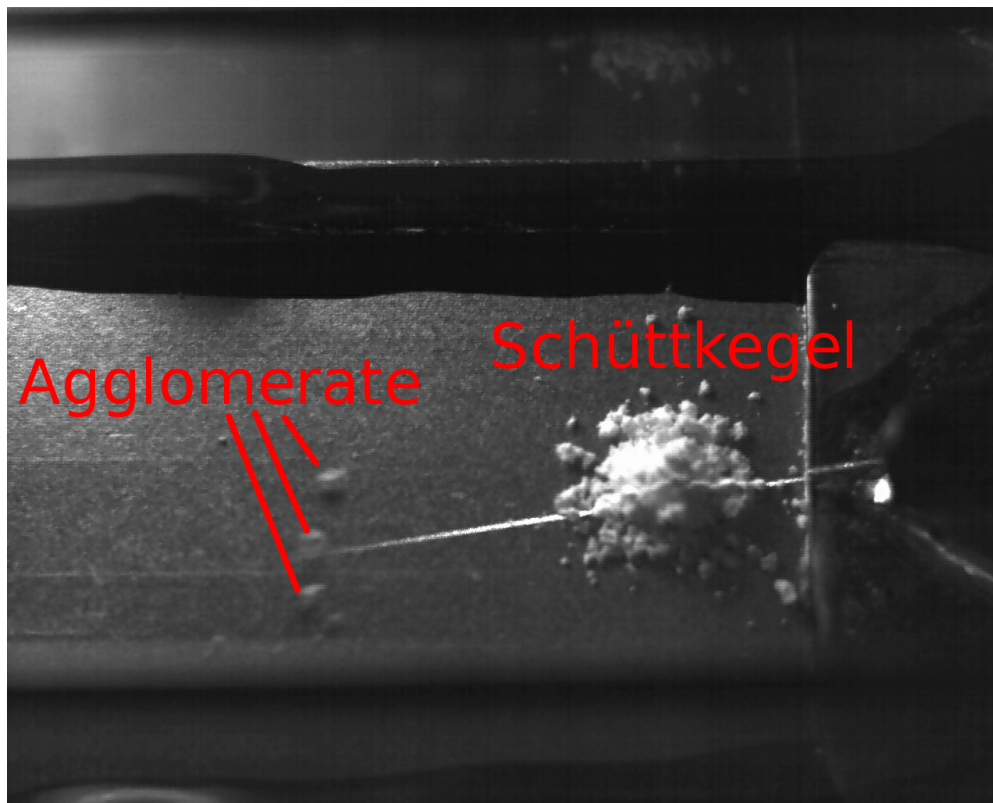


Abbildung A.43: Bewegung mehrerer Agglomerate des Laktose $5\mu\text{m}$ Pulvers nach der Dispersion der Schüttung. Da diese Agglomerate so groß und damit schwer sind, bewegen sich die Partikel rollend auf dem Boden der Messstrecke entlang. Die Dynamik wurde durch die obere Beobachtungskamera aufgenommen bei der Verwendung des Vortex-Generators als Einbau ($q_{V,\text{max}} = 275\text{ l min}^{-1}$, $q_{V,\text{max}} = 10\text{ l min}^{-1}\text{ s}^{-1}$).

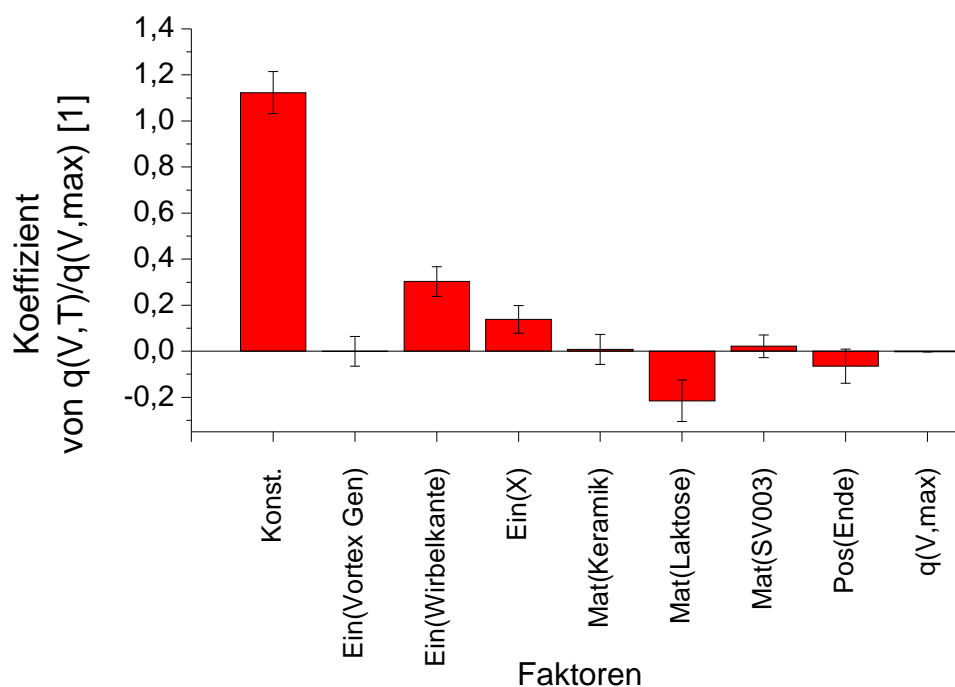


Abbildung A.44: Koeffizienten der Volumenströmung zum Zeitpunkt des Triggersignals $q_{V,T}$ relativ betrachtet zur maximalen Volumenströmung $q_{V,\text{max}}$. Diese Größe ist auch charakteristisch für die Anzahl der zu dispergierenden Partikel und zeigt eine eindeutige Abhängigkeit von der Verwendung des Einbaus und der maximalen Volumenströmung $q_{V,\text{max}}$.

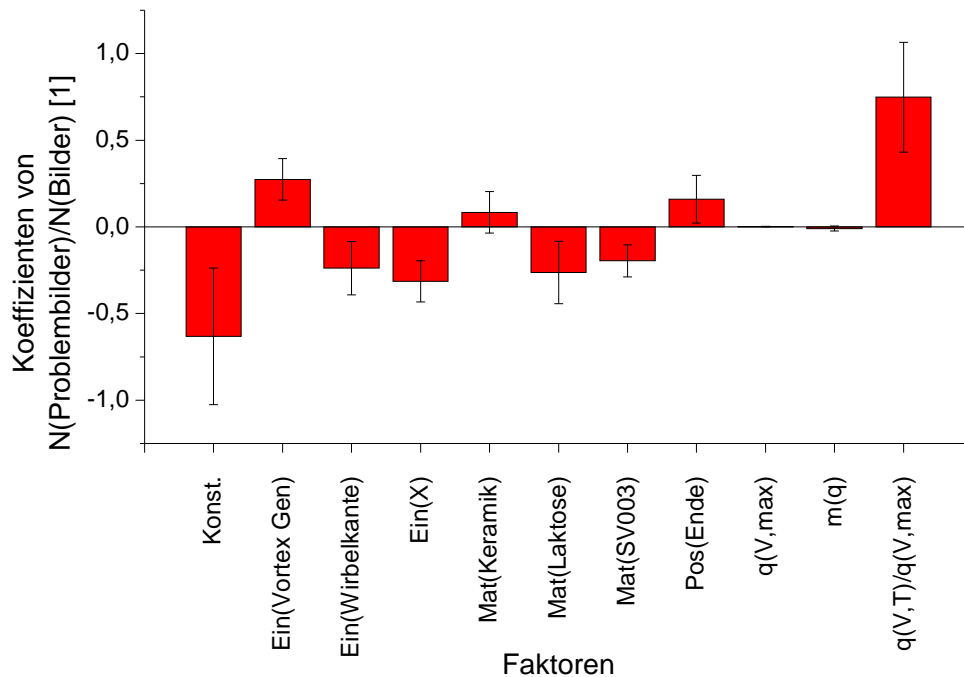


Abbildung A.45: Koeffizientendiagramm der Anzahl von problematischen Bildern im Verhältnis zur Gesamtzahl aller Bilder pro Aufnahme. Als problematische Bilder wurden solche Bilder aufgefasst, in denen es zur Überlagerung der Belichtungen gekommen ist, so dass keine eindeutige Aussage über das Partikelverhalten möglich war. Ein Vergleich dieses Ergebnisses der MLR mit dem der Anzahl von Bildern mit Partikeln zeigt sehr ähnliche Ergebnisse.

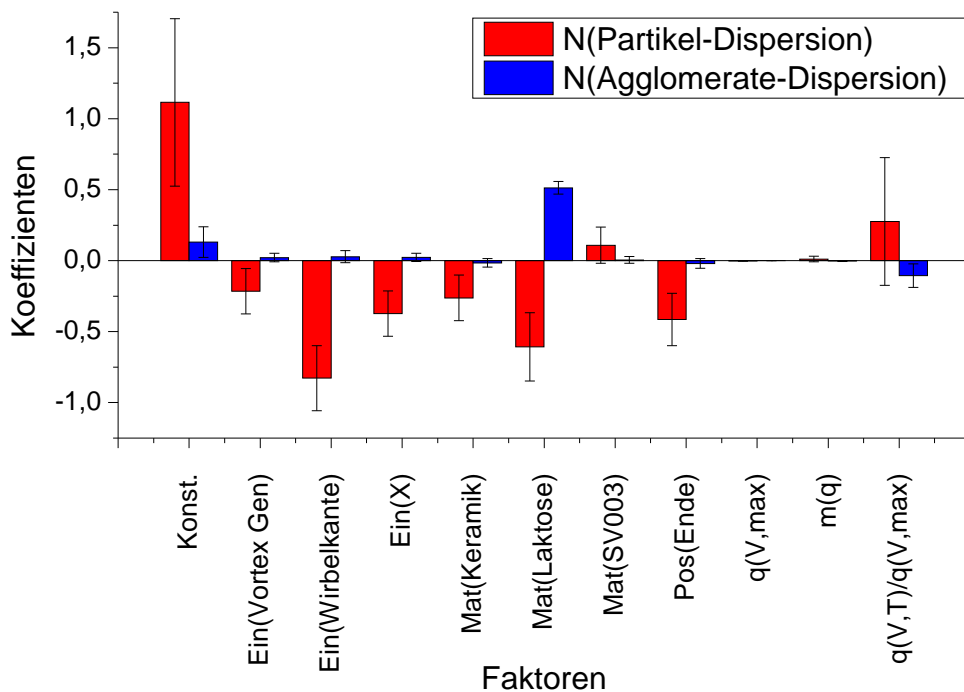


Abbildung A.46: Koeffizientendiagramm der Partikel- (rote Balken) und Agglomeratanzahl (blaue Balken), wie sie durch den Bildbetrachter gezählt wurden. Dieses Diagramm ist das Ergebnis einer MLR über die gezeigten Faktoren: Einbauten (Ein), Materialien (Mat), Kameraposition (Pos), maximale Volumenströmung $q_{V, \max}$, Steigung der Volumenströmung m_q und dem Volumenstrom zum Triggerzeitpunkt $q_{V, T}$. Ein Großteil der hier gezeigten Koeffizienten zeigt gleiche Effekte, wie die zuvor betrachteten Diagramme. Eine Abweichung zeigt hier vor allem der Faktor der Kameraposition. So wurden auf der strömungsabgewandten Seite hier weniger Partikel gezählt.

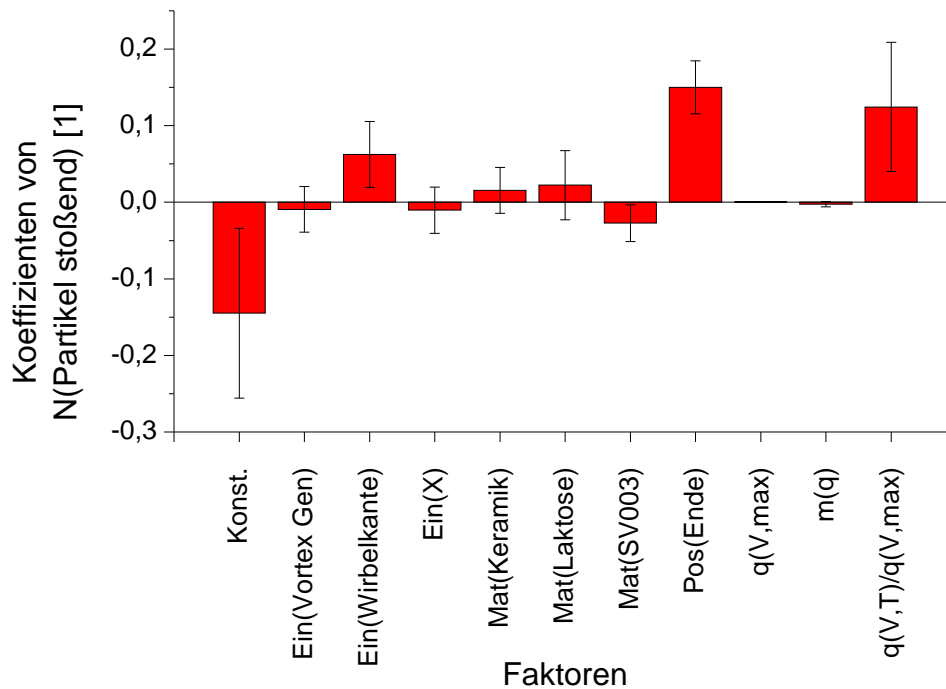


Abbildung A.47: Koeffizientendiagramm der beobachteten Anzahl an stoßenden Partikeln. Der dabei beobachtete größte Anteil an Partikelstößen wird durch den Stoß der Partikel mit der Schüttung erzeugt. Für diese Anzahl spielt nur der Einbau der Wirbelkante und die Kameraposition eine Rolle.

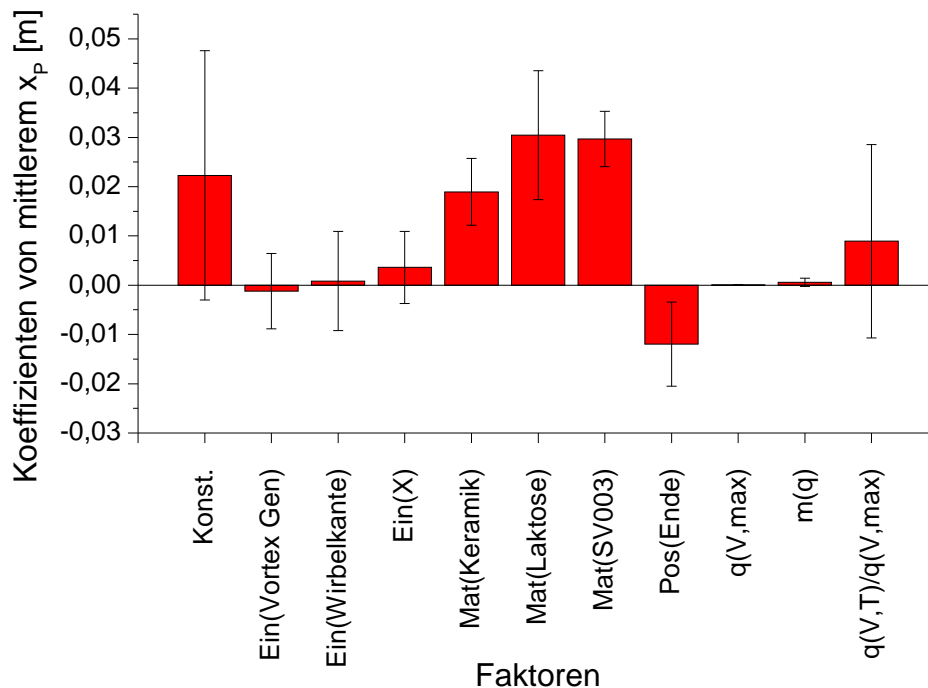


Abbildung A.48: Koeffizientendiagramm der Einflüsse: Einbauten (Ein), Materialien (Mat), Kameraposition (Pos), maximale Volumenströmung $q_{V, \max}$, Steigung der Volumenströmung m_q und dem Volumenstrom zum Triggerzeitpunkt $q_{V, T}$ auf den mittleren Partikeldurchmesser, der definiert wurde als Äquivalenzdurchmesser eines Kreises mit der gleichen Projektionsfläche wie das markierte Partikel. Da die Partikelfläche nicht immer eindeutig markiert werden konnte (zum Beispiel konnten bei Glaspartikeln nur die Glanzlichter markiert werden), können die bestimmten Durchmesser nicht als absolut betrachtet werden.

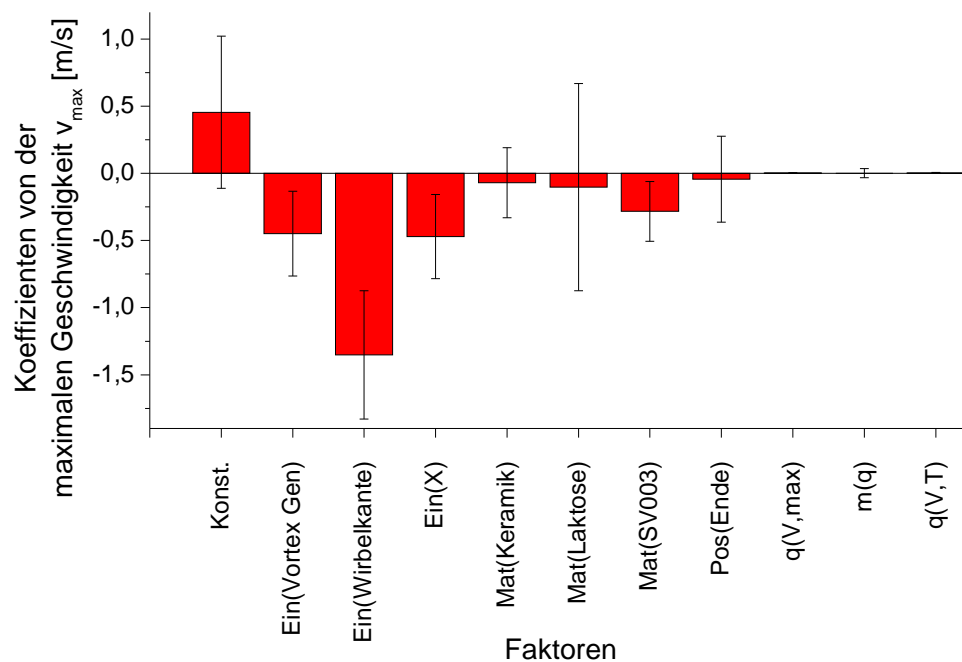


Abbildung A.49: Koeffizientendiagramm der maximalen Partikelgeschwindigkeit v_{max} der verschiedenen Experimente in Abhängigkeit der eingestellten Faktoren: Einbauten (Ein), Materialien (Mat), Kameraposition (Pos), maximale Volumenströmung $q_{V,max}$, Steigung der Volumenströmung m_q und dem Volumenstrom zum Triggerzeitpunkt $q_{V,T}$. In dieser Betrachtung wurde ein Einfluss der Volumenströmung zum Zeitpunkt der Aufnahme erwartet, der allerdings hier nicht festgestellt werden konnte. Hier zeigt sich zudem ein Einfluss der verschiedenen Einbauten.

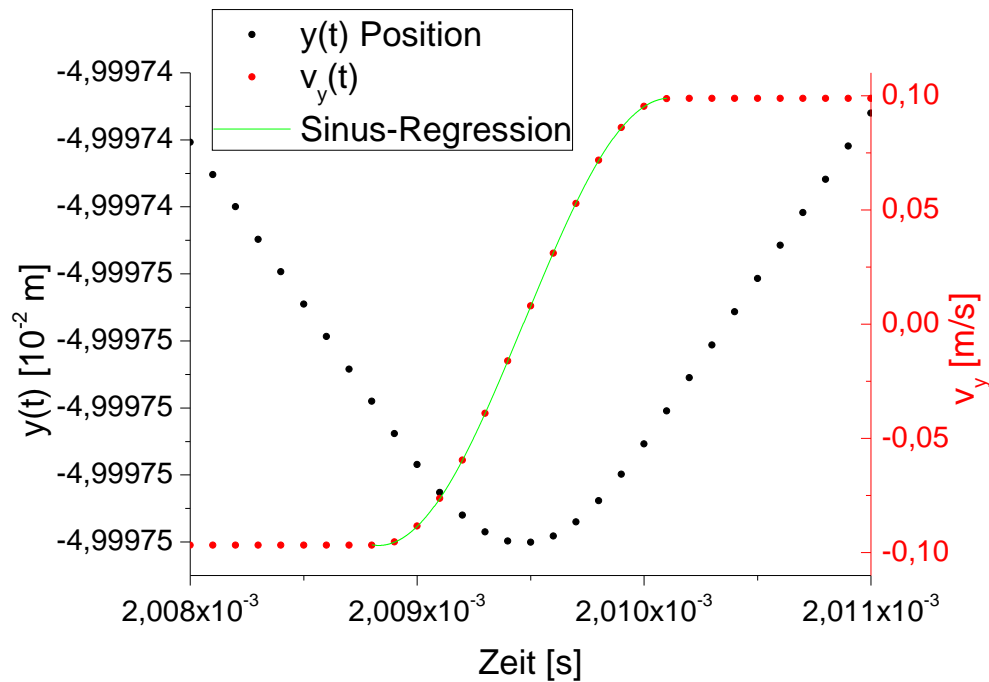


Abbildung A.50: Das Diagramm zeigt die zeitliche Änderung der Position $y(t)$ des Partikels mit $x = 5\mu\text{m}$ (schwarze Datenpunkte) und der Geschwindigkeit $v_y(t)$ (rote Datenpunkte). In dem Ergebnis der Geschwindigkeit ist gut zu erkennen, wie diese während des Kontaktes mit der Wand sinusförmig abnimmt, bis sie die Richtung komplett umgekehrt hat. Nach dem Stoß bewegt sich das Teilchen wieder mit konstanter Geschwindigkeit in umgedrehter Richtung fort. An die Geschwindigkeit wurde durch eine nicht-lineare Regression eine Sinusfunktion angepasst (grüner Verlauf).

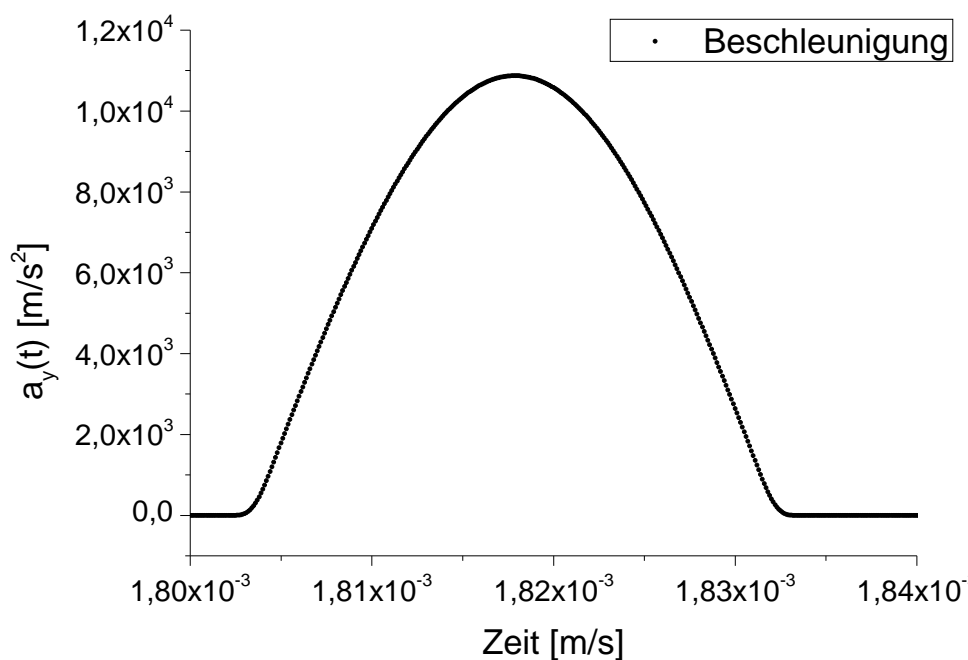


Abbildung A.51: Die Ableitung der Geschwindigkeit des Partikels mit $x = 40\mu\text{m}$ ergibt die Beschleunigung $a_y(t)$ (schwarze Datenpunkte) des Partikels. Diese Beschleunigung ist proportional zu den auf das Partikel wirkenden Kräften.

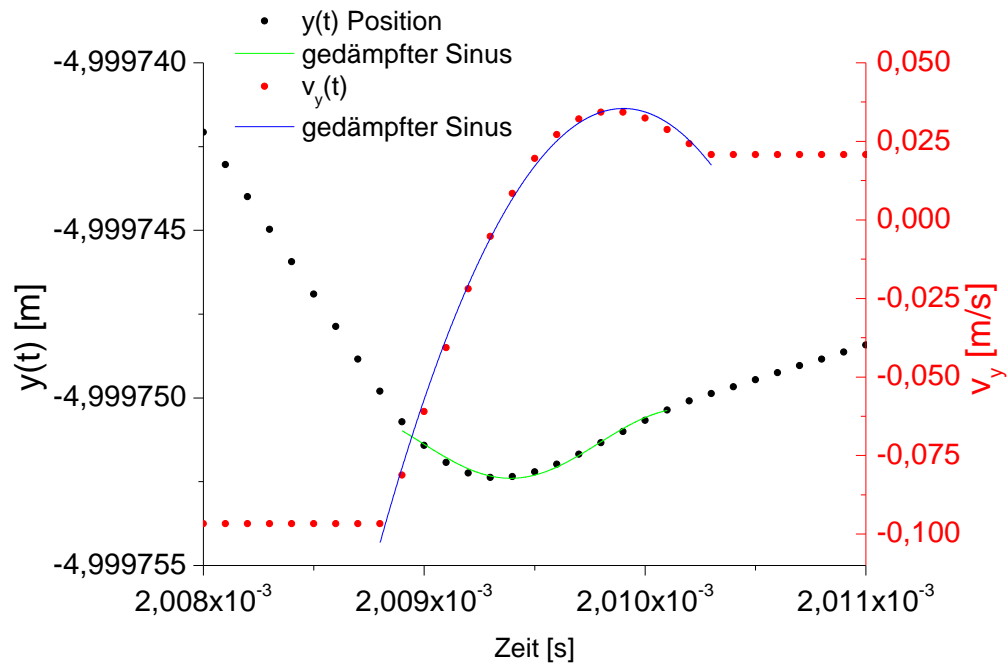


Abbildung A.52: Zeitliche Änderung der Position $y(t)$ des Partikels mit $x = 5 \mu\text{m}$ (schwarze Datenpunkte) und der Geschwindigkeit $v_y(t)$ (rote Datenpunkte) im Fall des gedämpften Stoßes mit einer Wand. Nach dem Stoß bewegt sich das Teilchen mit einer konstanten, durch den Dämpfer reduzierten Geschwindigkeit in umgedrehter Richtung fort. An die Geschwindigkeit und die Position wurde durch eine nicht-lineare Regression eine gedämpfte Sinusfunktion angepasst (grüner und blauer Verlauf).

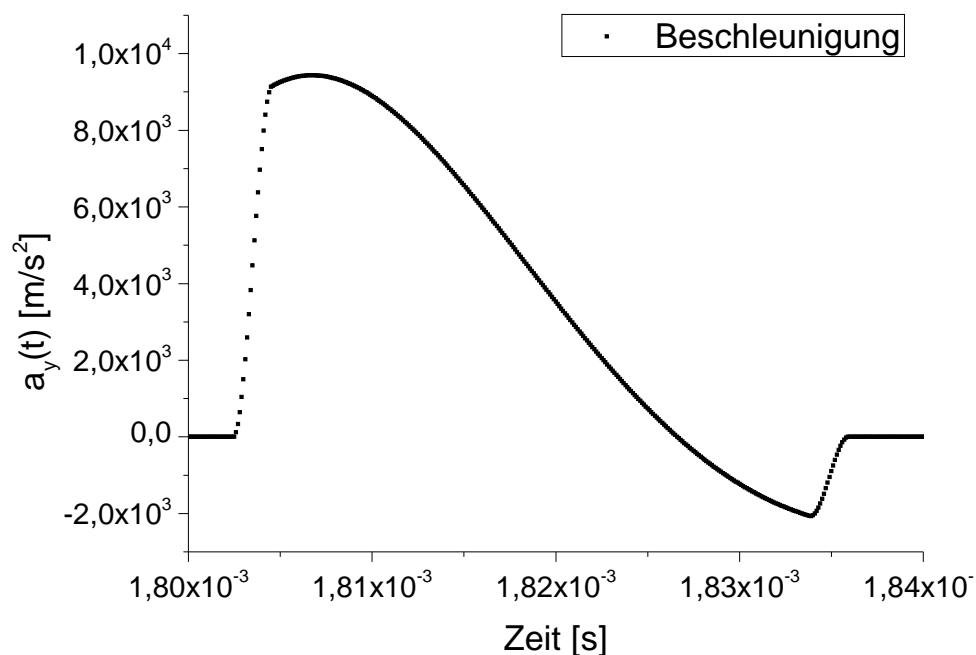


Abbildung A.53: Die Ableitung der Geschwindigkeit (schwarze Datenpunkte) des Partikels mit $x = 40 \mu\text{m}$ im Fall des gedämpften Stoßes. Ein Vergleich mit der berechneten Beschleunigung aus Abb. A.51 zeigt die Unterschiede, die durch die Wirkung der Dämpferkraft hervorgerufen werden.

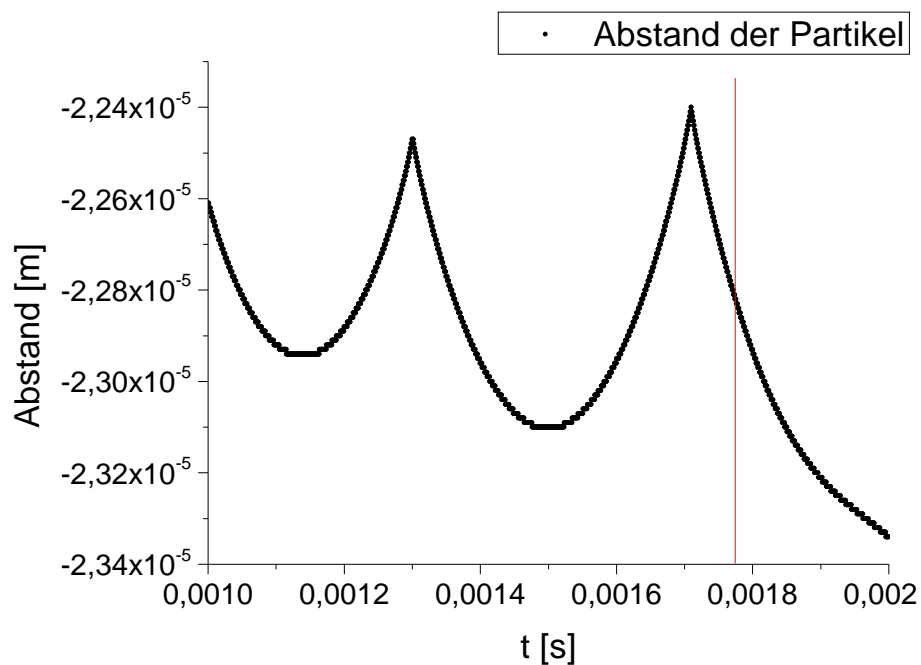


Abbildung A.54: Abstand in x-Richtung zwischen den beiden Partikeln in Abhängigkeit der Zeit (schwarze Datenpunkte). Aufgrund der Adhäsionskraft ziehen sich beide Partikel an und werden durch den Stoß voneinander entfernt. Durch diese beiden Effekte kommt es zu einer Schwingung zwischen den beiden Partikeln, die sich zum Zeitpunkt des Stoßes noch vergrößert. Die eingezeichnete rote Linie zeigt den Zeitpunkt des Stoßes des großen Partikels mit der Geometriewand.

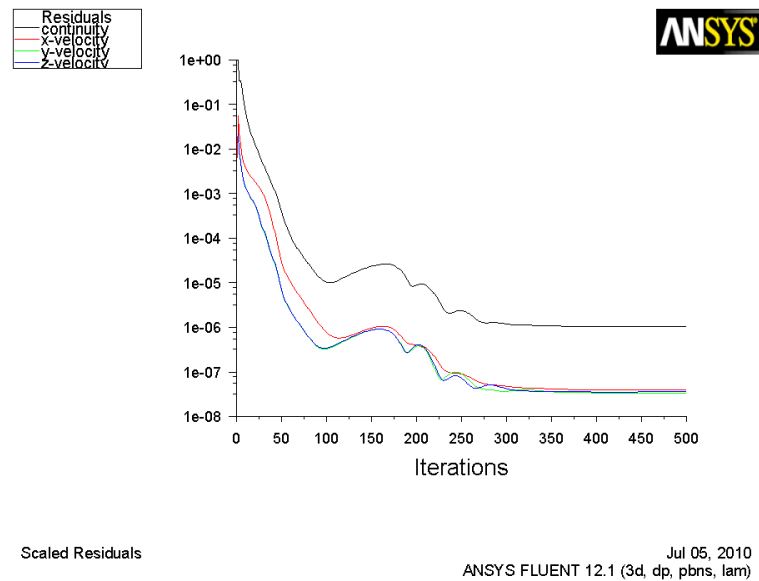


Abbildung A.55: Residuen der Berechnung der Umströmung der beiden Partikel in der direkten Umgebung zwischen beiden Partikeln. Um ein möglichst zuverlässiges Ergebnis erhalten zu können, wurde eine große Anzahl von Iterationen durchgeführt, so dass sich die Residuen am Ende der Simulation gegen ein Minimum bewegen und dann keine großen Variationen mehr zeigen. Nach 500 Iterationen wurde die Simulation immer abgebrochen. Das hier gezeigte Diagramm wurde erzeugt bei einem relativen Partikeldurchmesser von $x_1/x_2 = 1/50$ und einer Anströmungsgeschwindigkeit von $u = 100 \text{ m s}^{-1}$.

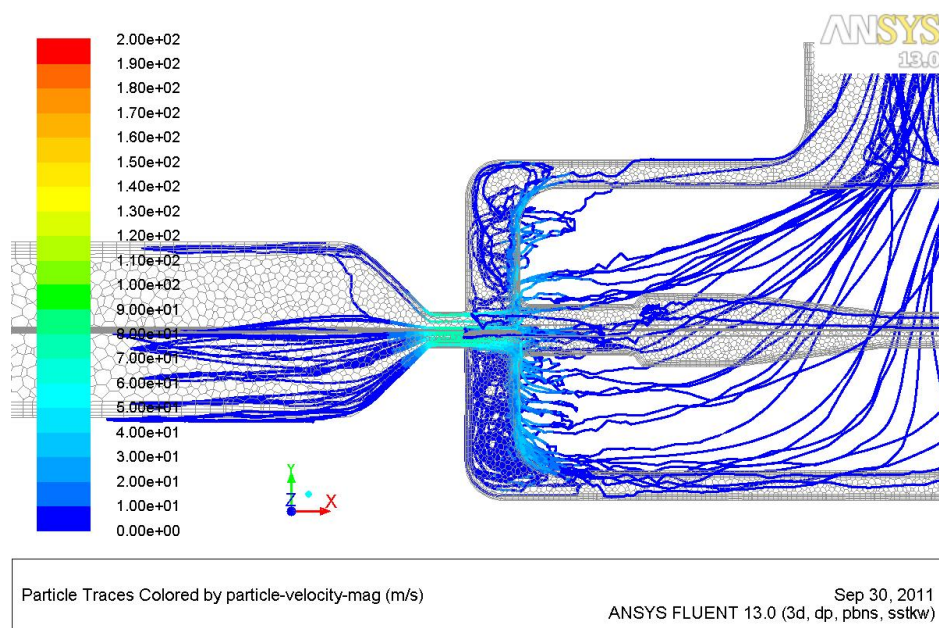
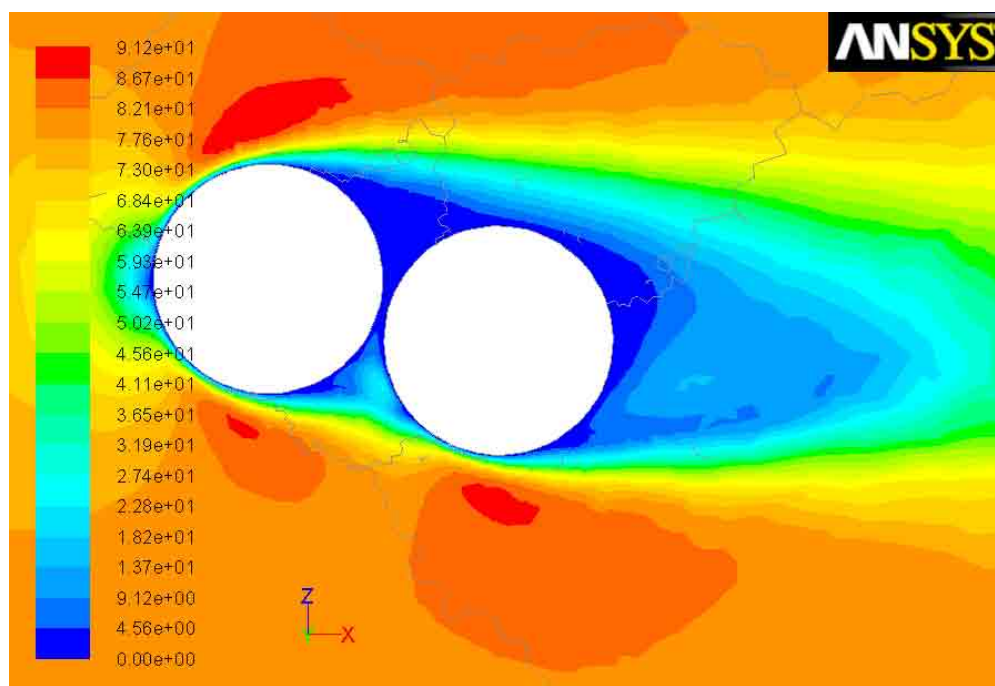


Abbildung A.65: Querschnitt des Impaktors und die darin berechneten Partikeltrajektorien für Glaspartikel mit einem Durchmesser von $x = 0,648 \mu\text{m}$ bei einer Volumenströmung von $q_{V,D} = 751 \text{ min}^{-1}$. Die Farben der Trajektorien zeigen die Partikelgeschwindigkeit an diesem Ort. Die meisten Partikel verlassen den Impaktor nicht über den Ausgang zum optischen Partikelzähler, sondern zur Abluft, so dass diese Partikeldurchmesser nicht registriert werden würden.



Profiles of Velocity Magnitude (m/s)

Jun 05, 2010
ANSYS FLUENT 12.1 (3d, dp, pbns, lam)

Abbildung A.56: Betragsgeschwindigkeit des Fluids bei der Umströmung zweier Partikel. Die hier gewählte relative Partikelposition und damit die Geometrie ist so wie in Abb. 4.36 gewählt worden. Zudem wurde auch die Umströmungsgeschwindigkeit von $u = 80 \text{ m s}^{-1}$ unverändert betrachtet. Nur das Durchmesser Verhältnis der beiden Partikel wurde verändert auf $x_1/x_2 = 50/50$, indem das kleinere Partikel vergrößert wurde. Es ist nun eindeutig zu erkennen, dass sich nun die Umströmungen beider Partikel gegenseitig beeinflussen und auch die resultierende Widerstandskraft des Partikels in der Bildmitte nun von der Position des zweiten Partikels abhängt.

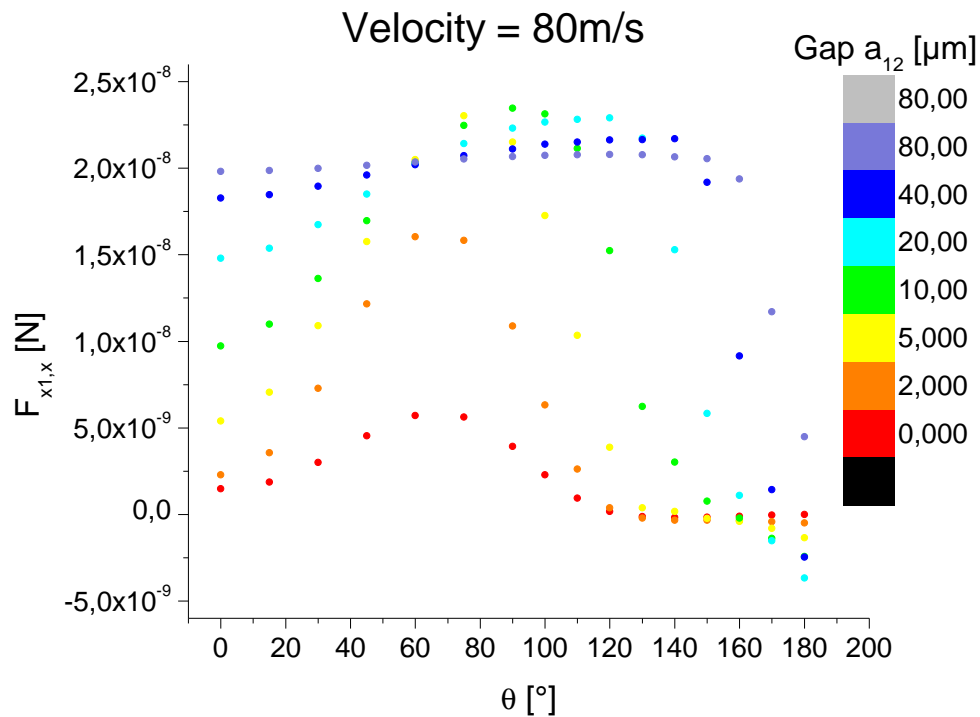


Abbildung A.57: Abhängigkeit der Widerstandskraft in x -Richtung auf das Partikel x_1 von dessen Abstand zu x_2 . Dabei wurde diese durch den Winkel θ und den relativen Partikelabstand a_{12} parametrisiert. Das Diagramm zeigt die Ergebnisse für einen relativen Partikeldurchmesser von $x_1/x_2 = 1/50$ bei einer Anströmung von $u = 80 \text{ m s}^{-1}$.

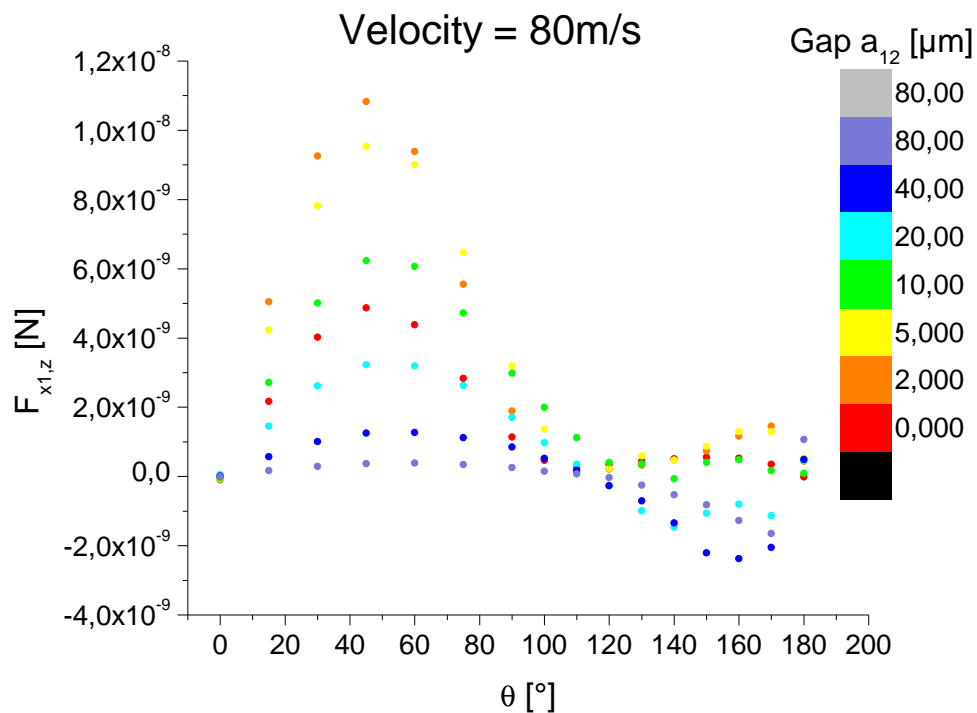


Abbildung A.58: Abhängigkeit der Widerstandskraft in z -Richtung auf das Partikel x_1 von dessen Abstand zu x_2 . Dabei wurde diese durch den Winkel θ und den relativen Partikelabstand a_{12} parametrisiert. Das Diagramm zeigt die Ergebnisse für einen relativen Partikeldurchmesser von $x_1/x_2 = 1/50$ bei einer Anströmung von $u = 80 \text{ m s}^{-1}$.

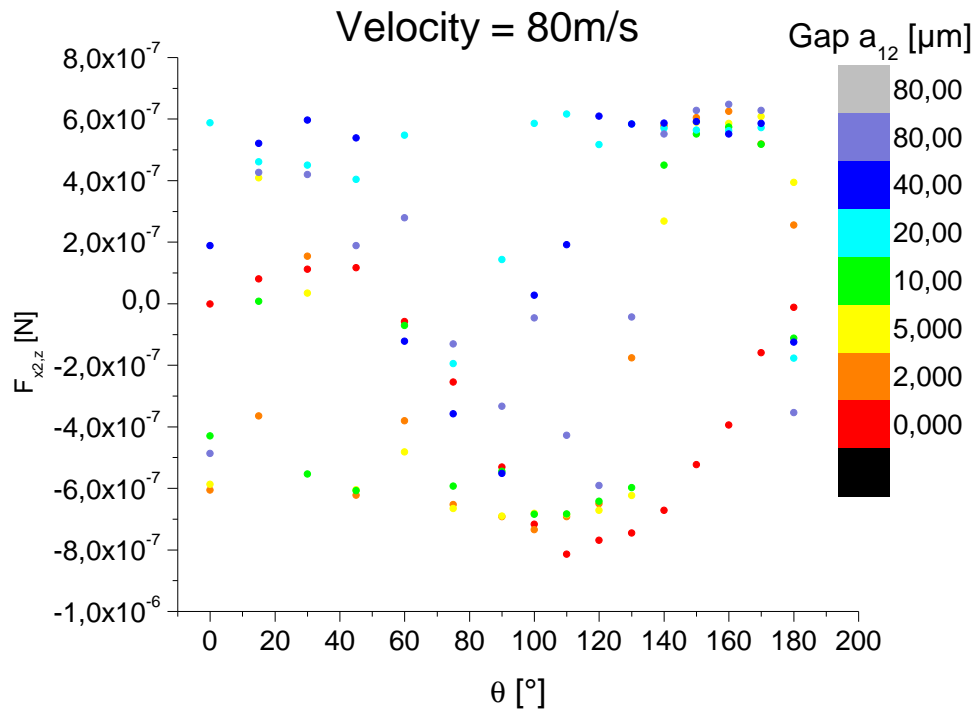


Abbildung A.59: Abhängigkeit der Widerstandskraft in z -Richtung auf das Partikel x_2 von dessen Abstand zu x_1 . Dabei wurde diese durch den Winkel θ und den relativen Partikelabstand a_{12} parametrisiert. Das hier gezeigte Diagramm zeigt die Ergebnisse für einen relativen Partikeldurchmesser von $x_1/x_2 = 1/50$ bei einer Anströmung von $u = 80 \text{ m s}^{-1}$.

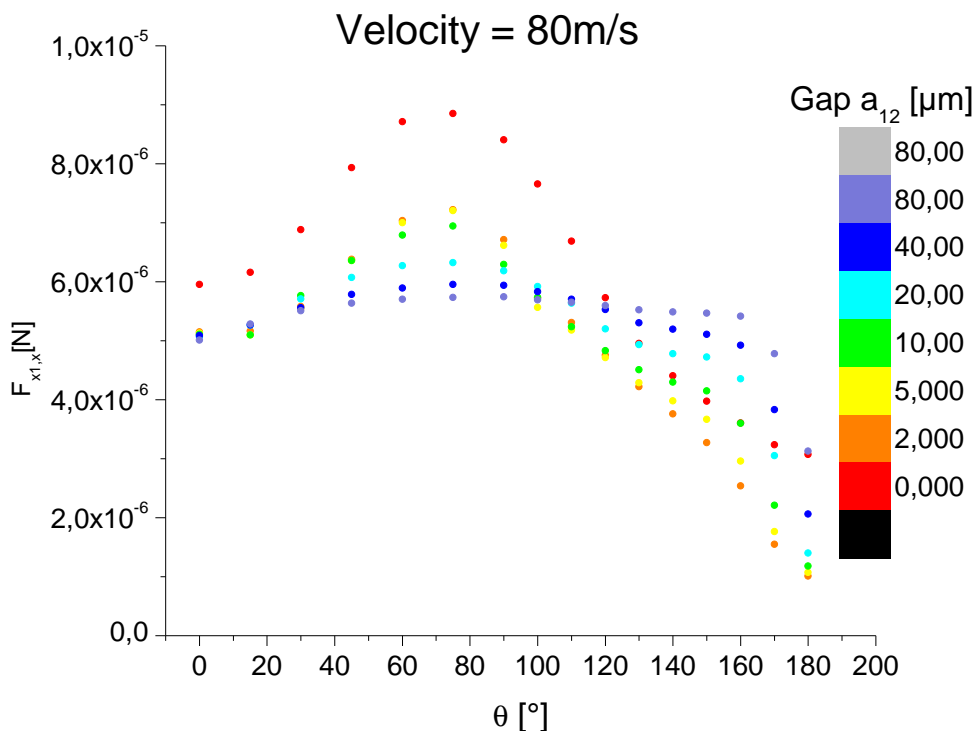


Abbildung A.60: Abhängigkeit der Widerstandskraft in x -Richtung auf das Partikel x_1 in Abhängigkeit von dessen Abstand zu x_2 . Dabei wurde diese durch den Winkel θ und den relativen Partikelabstand a_{12} parametrisiert. Das Diagramm zeigt die Ergebnisse für einen relativen Partikeldurchmesser von $x_1/x_2 = 50/50$ bei einer Anströmung von $u = 80 \text{ m s}^{-1}$.

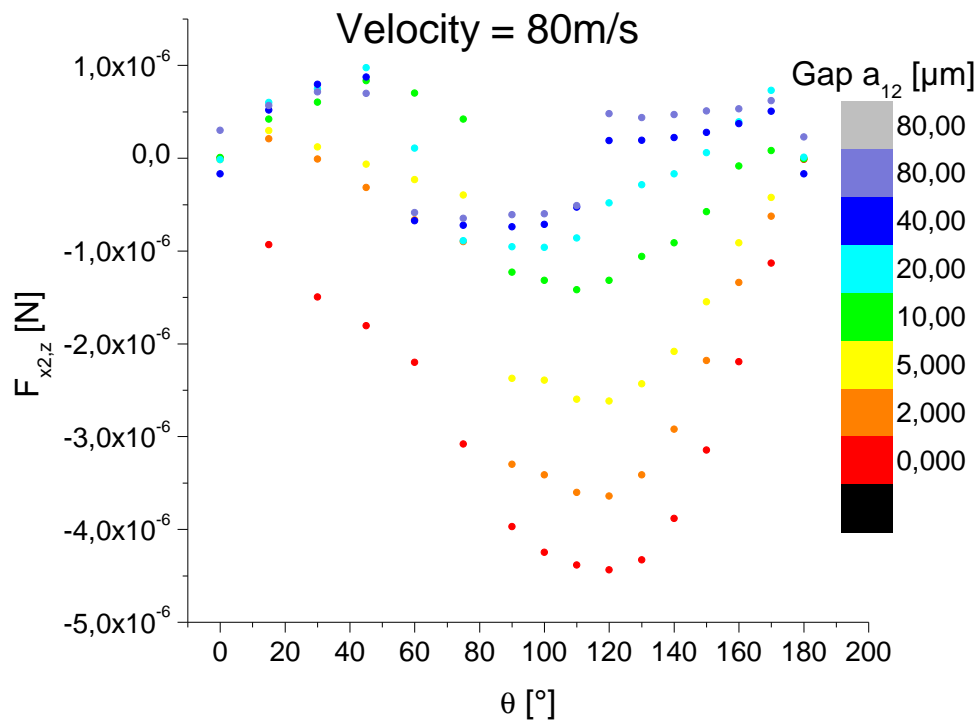
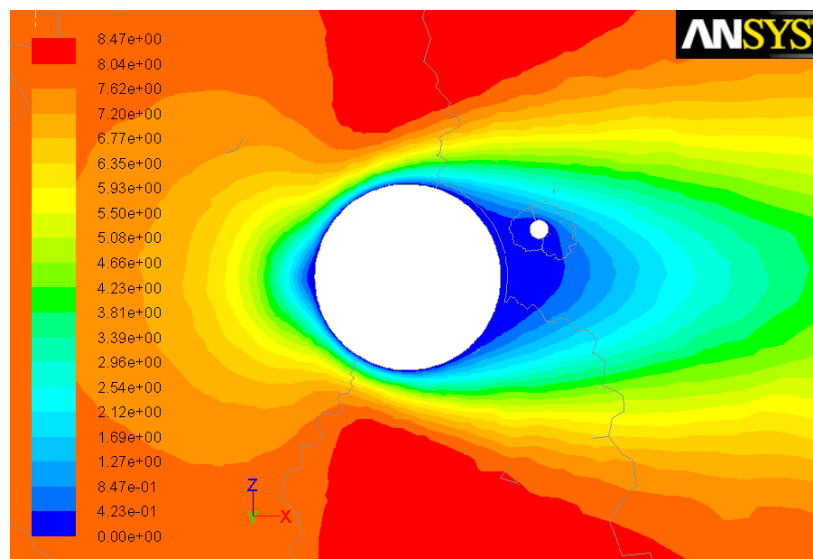


Abbildung A.61: Abhängigkeit der Widerstandskraft in z -Richtung auf das Partikel x_2 von dessen Abstand zu x_2 . Dabei wurde diese durch den Winkel θ und den relativen Partikelabstand a_{12} parametrisiert. Das Diagramm zeigt die Ergebnisse für einen relativen Partikeldurchmesser von $x_1/x_2 = 50/50$ bei einer Anströmung von $u = 80 \text{ m s}^{-1}$.



Profiles of Velocity Magnitude (m/s)

May 28, 2010
ANSYS FLUENT 12.1 (3d, dp, pbns, lam)

Abbildung A.62: Geschwindigkeitskonturdiagramm der Umströmung zweier ruhender Partikel mit einem Durchmesser Verhältnis von $x_1/x_2 = 5/50$ bei einer Anströmung von $u = 8 \text{ m s}^{-1}$.

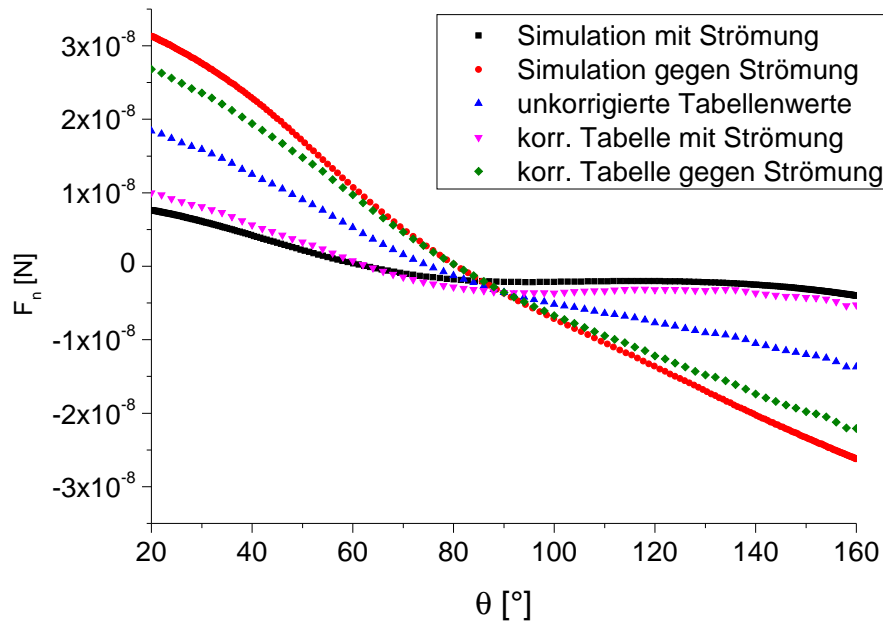


Abbildung A.63: Normalkraftkomponenten F_n in Abhängigkeit des Winkels θ bei der Translationsbewegung des Partikels x_1 . Dargestellt wurden hier der mit Hilfe aus der Simulation berechneten Kräfte bei der gleichförmigen Bewegung mit (schwarze Datenpunkte) und gegen (rote Datenpunkte) die eigentliche Hauptströmung. Zudem wurden hier die Tabellenwerte der stationären Berechnung entnommen und dargestellt (blauen Datenpunkte). Dann wurden diese Werte korrigiert durch die Widerstandskraft des Fluides bei der Relativgeschwindigkeit des Partikels x_1 (grüne und rosa Datenpunkte). Die korrigierten Datenpunkte entsprechen bereits relativ gut den simulierten Werten.

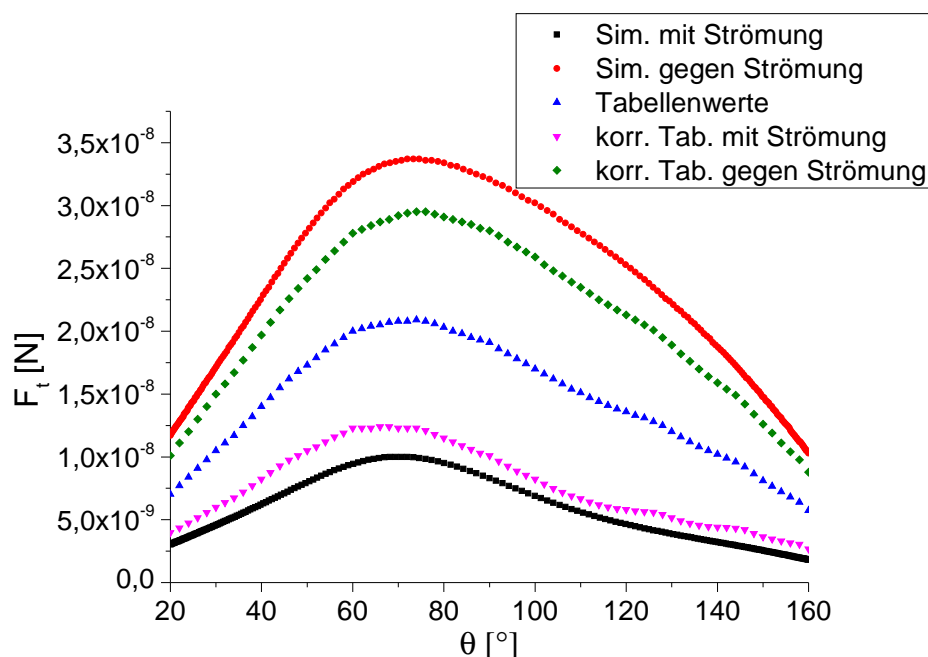


Abbildung A.64: Tangentielle Kraftkomponenten F_t in Abhängigkeit des Winkels θ bei der Translationsbewegung des Partikels x_1 . Dieses Diagramm zeigt die Ergebnisse der aus der Simulation berechneten Kräfte bei der gleichförmigen Bewegung mit (schwarze Datenpunkte) und gegen (rote Datenpunkte) die eigentliche Hauptströmung. Zudem wurden hier die Tabellenwerte der stationären Berechnung entnommen und dargestellt (blauen Datenpunkte). Außerdem wurden diese Werte korrigiert durch die Widerstandskraft des Fluides bei der Relativgeschwindigkeit des Partikels x_1 (grüne und rosa Datenpunkte). Die korrigierten Datenpunkte entsprechen bereits sehr gut den simulierten Werten.

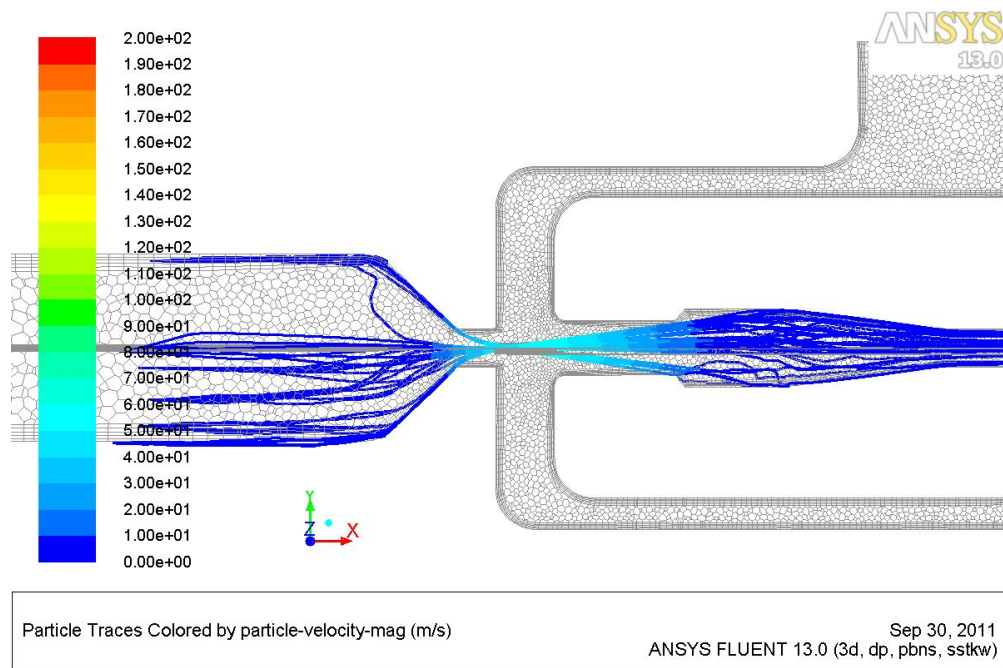


Abbildung A.66: Querschnitt des Impaktors und die darin berechneten Partikeltrajektorien für Glaspartikel mit einem Durchmesser von $x = 8,18 \mu\text{m}$ bei einer Volumenströmung von $q_{V,D} = 75 \text{ l min}^{-1}$. Die Farben der Trajektorien zeigen die Partikelgeschwindigkeit an diesem Ort. Die Partikel können aufgrund ihrer Trägheit der Strömung in der Kurve nicht folgen und gelangen damit in das Probenentnahmerohr. Dort werden sie zum Partikelzähler abgesaugt. Diese Partikel werden also gezählt.

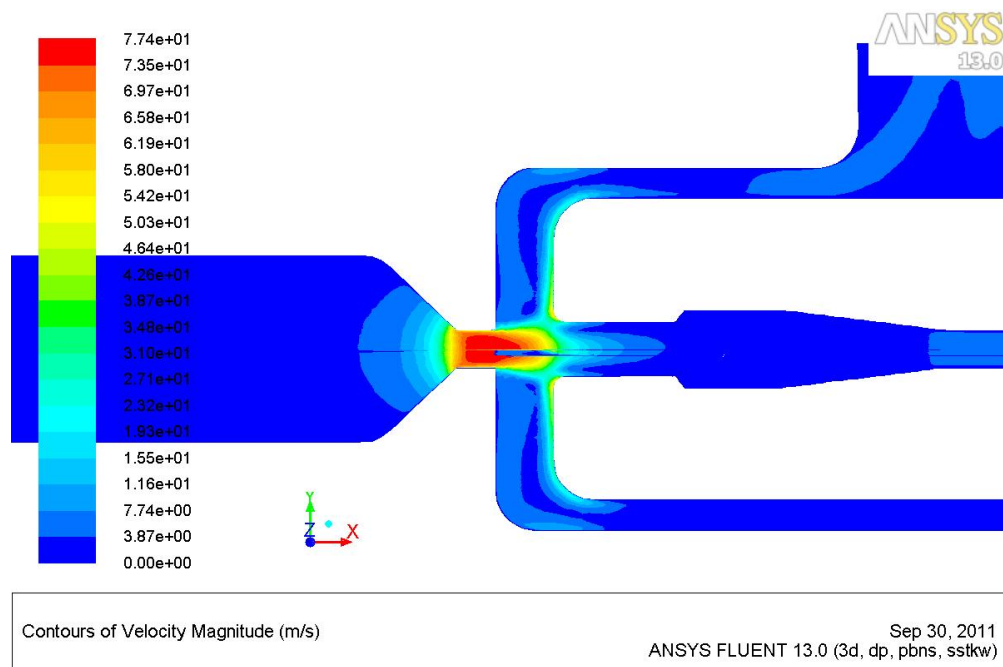


Abbildung A.67: Betragsgeschwindigkeit im Schnitt an der Symmetrieebene des Impaktors, dargestellt durch die Farben. Die Strömung fließt hier entlang der x-Achse von rechts nach links und verlässt den Impaktor durch die Öffnung zur Abluft und zum optischen Partikelzähler. Die Volumenströmung durch den Windkanal war $q_{V,D} = 75 \text{ l min}^{-1}$.

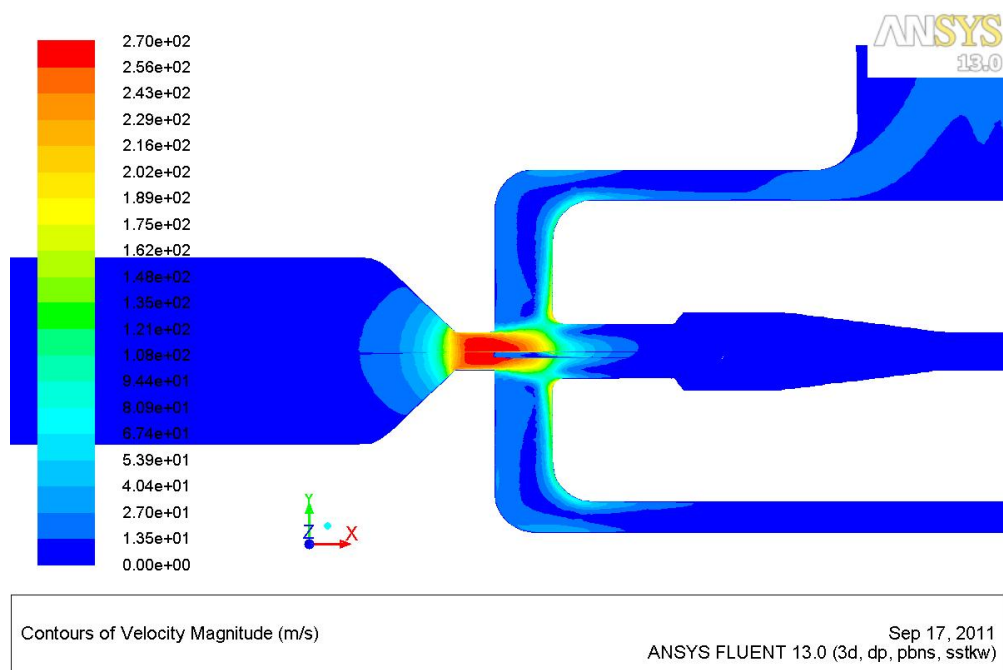


Abbildung A.68: Betragsgeschwindigkeit im Schnitt an der Symmetrieebene des Impaktors, dargestellt durch die Farben. Die Strömung fließt hier entlang der x-Achse von rechts nach links und verlässt den Impaktor durch die Öffnung zur Abluft und zum optischen Partikelzähler. Die Volumenströmung durch den Windkanal war $q_{V,D} = 275 \text{ l min}^{-1}$.

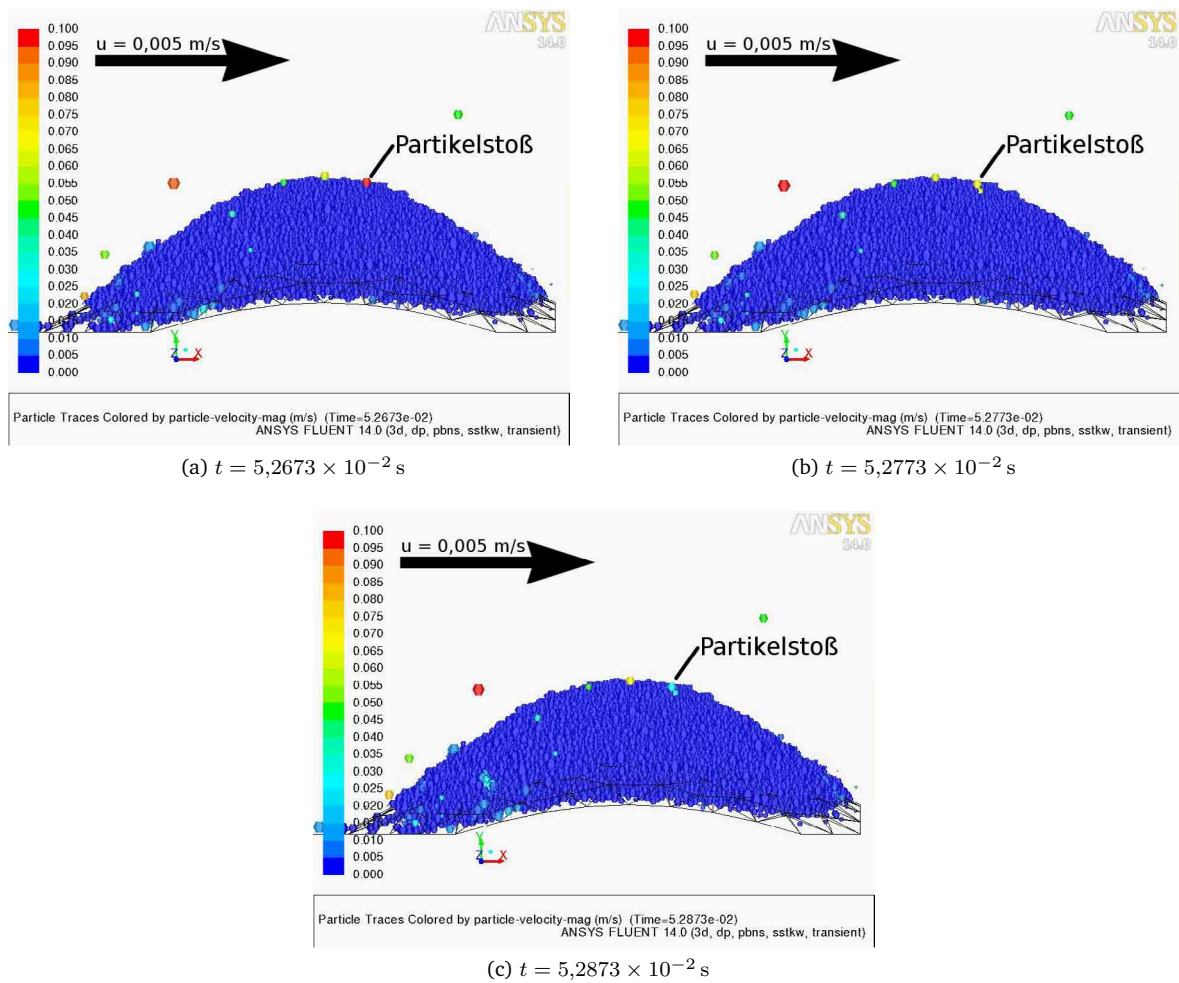


Abbildung A.69: Bildsequenz der Berechnung der Partikeldynamik bei der Dispersion von einer Schüttung. Hier wurde eine sehr geringe Fluidgeschwindigkeit von $u = 5 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ im Windkanal betrachtet, so dass die Partikel stärker durch die Gravitationskraft beschleunigt werden, als durch die Fluidbewegung, so dass die Partikel beginnen auf die Schüttung zurück zu sinken. Dort kommt es zum Stoß mit den Partikeln in der Schüttung, der hier markiert wurde.

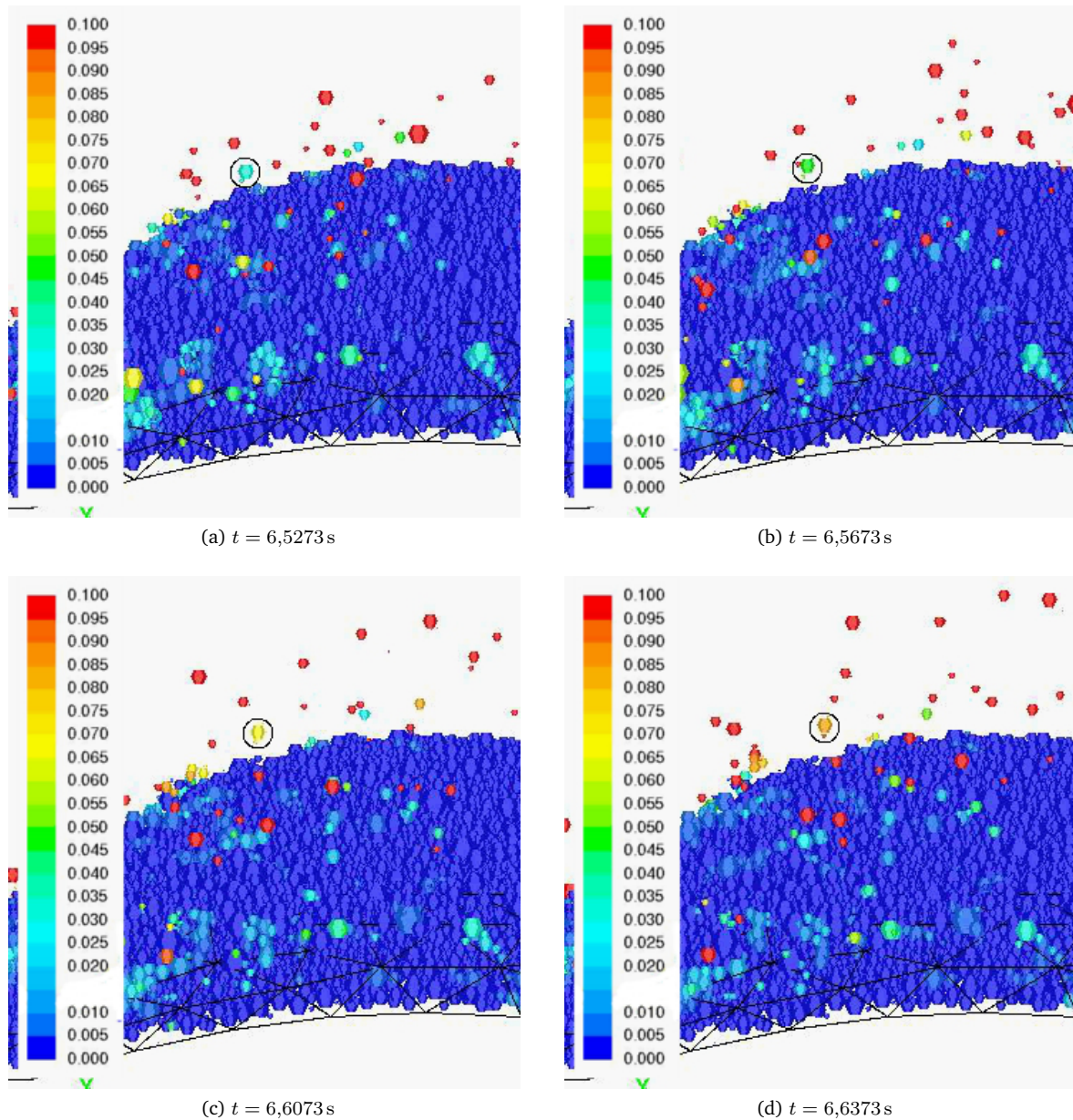
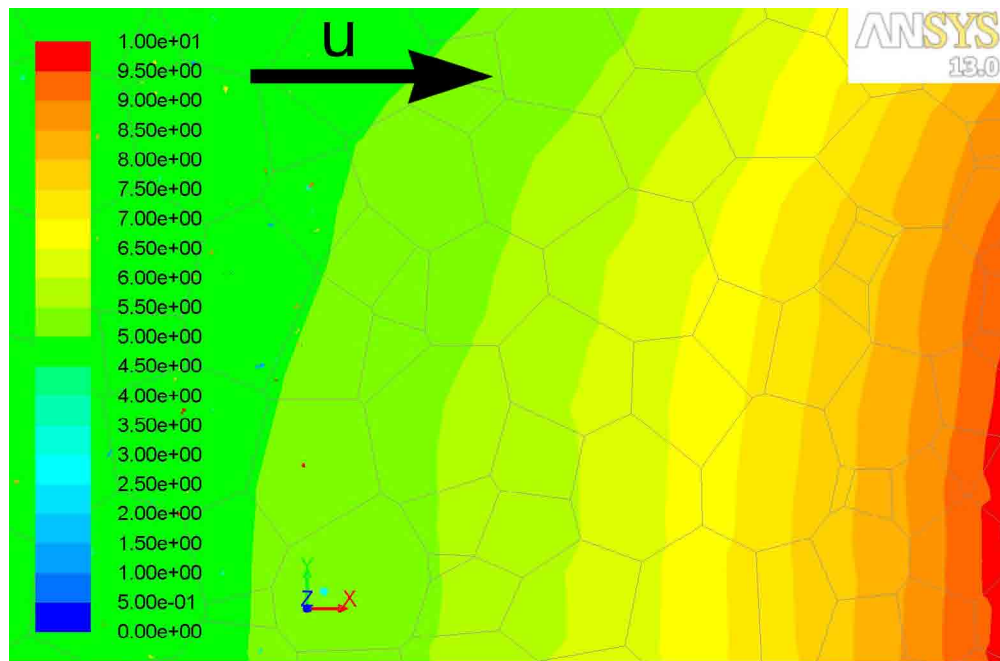


Abbildung A.70: Berechnete Dynamik eines Agglomerats aus drei Partikeln in der durchgeführten Simulation. Zur besseren Darstellung der Bewegung wurde das Bild durch ein Bildverarbeitungsprogramm zugeschnitten und vergrößert.

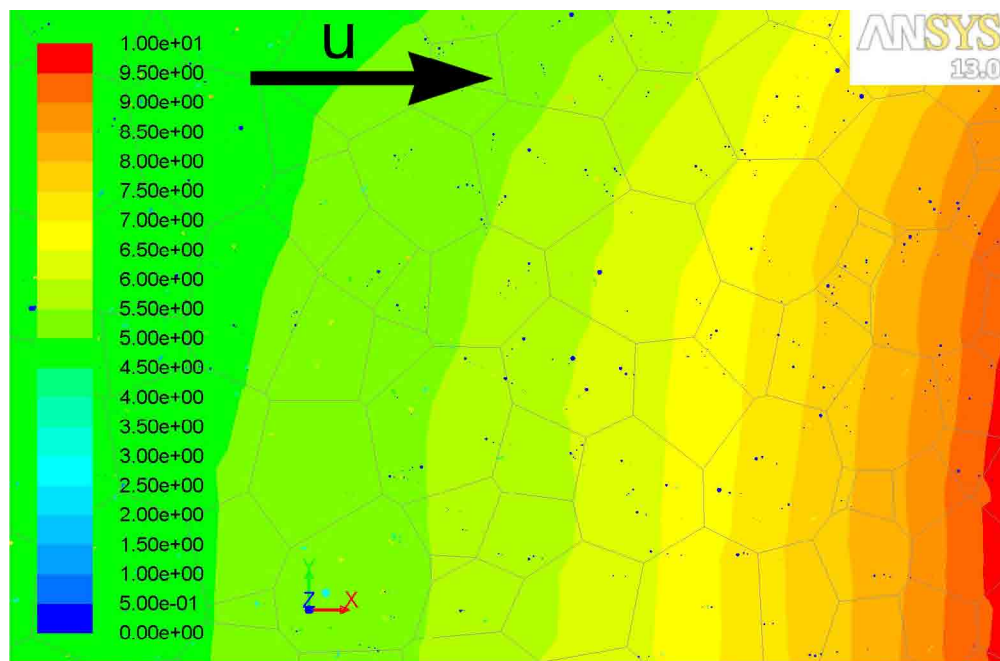


Contours of Velocity Magnitude (m/s) (Time=1.0704e-01)

Dec 23, 2011

ANSYS FLUENT 13.0 (3d, dp, pbns, rke, transient)

(a) Zu Beginn der Simulation ($t = 1,0704 \times 10^{-1}$ s) sind noch alle Partikel in Agglomeraten gebunden und bewegen sich mit zunächst fast gleicher Geschwindigkeit wie die Strömung in die Düse.



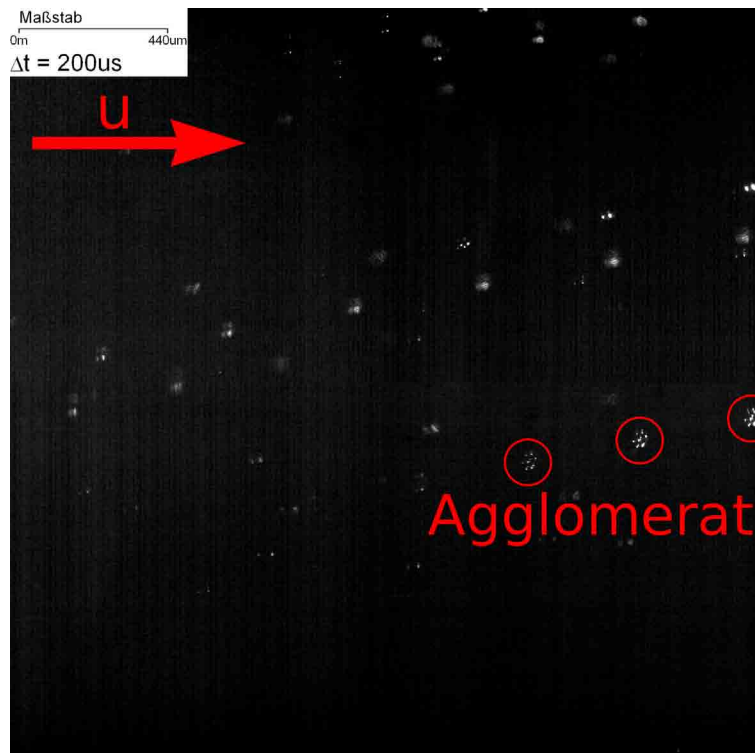
Contours of Velocity Magnitude (m/s) (Time=1.0876e-01)

Dec 23, 2011

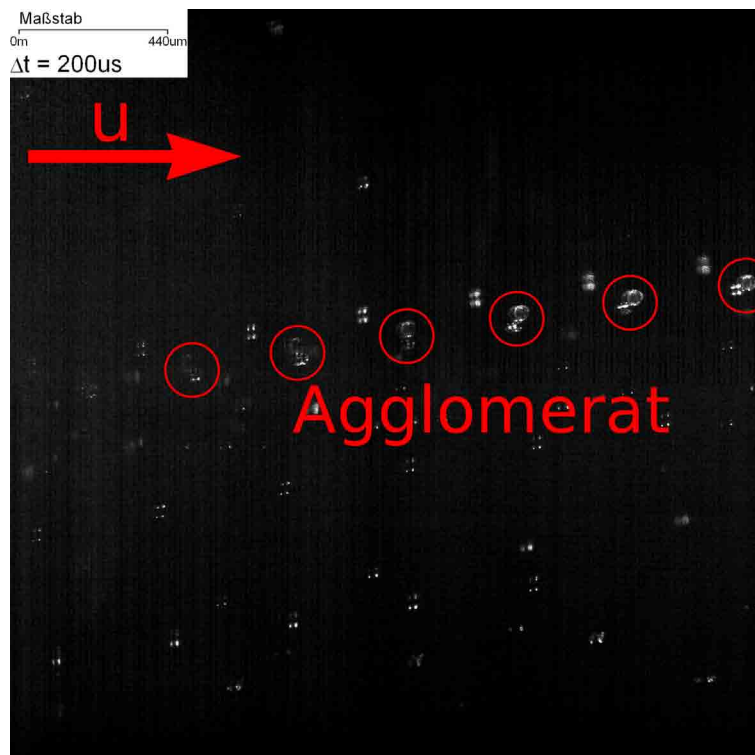
ANSYS FLUENT 13.0 (3d, dp, pbns, rke, transient)

(b) Bereits nach kurzer Zeit ($t = 1,0875 \times 10^{-1}$ s) ist bereits ein Großteil aller Partikel deagglomeriert. Die Einzelpartikel sind durch ihre dunkelblaue Farbe zu erkennen.

Abbildung A.71: Aufnahmen aus der numerischen Berechnung der Partikelbewegung in einer Düsengeometrie bei einer maximalen Volumenströmung von $q_V = 275 \text{ l min}^{-1}$ innerhalb der Messstrecke. Die Partikel sind über eine Agglomeratenidentifikationsnummer eingefärbt. Deagglomeriert eines der Partikel wird es dunkelblau. Nach einiger Zeit sind alle Agglomerate zerstört, da sie zu instabil waren. Der eingezeichnete Pfeil zeigt die Strömungsrichtung.



(a) Bild 91



(b) Bild 94

Abbildung A.72: Aufnahme der Partikeldynamik von Glaspartikeln am Austritt der Düsengeometrie, aufgenommen bei einer Volumenströmung von $q_{V,T} = 275 \text{ l min}^{-1}$. Zuvor wurde auch hier die Strömung über eine Rampenfunktion langsam erhöht, deren Steigung auf $m_q = 10 \text{ l min}^{-1}$ eingestellt wurde. Da in beiden Bildern eindeutig die Bewegung von Agglomeraten zu erkennen ist, kann damit nachgewiesen werden, dass die Stabilität der Agglomerate im numerischen Modell zu gering gewählt wurde.



A.6 Versuchpläne

A.6.1 Dispersion der Pulverschüttung

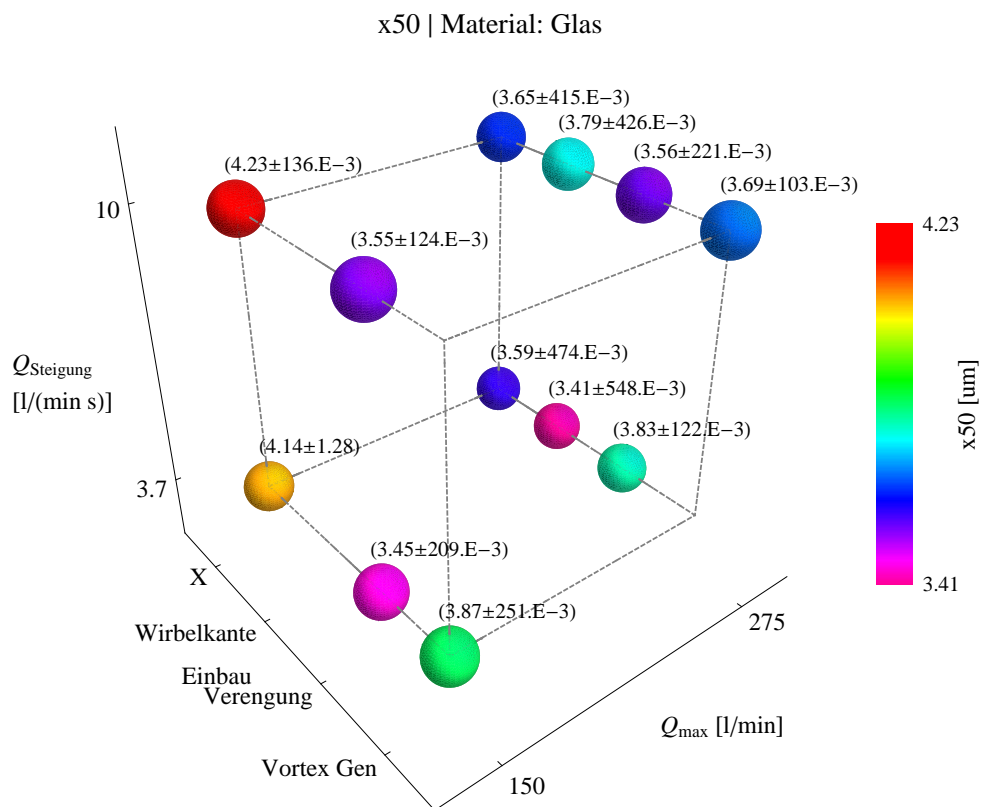


Abbildung A.73: Vereinfachte Darstellung des Messraums für das verwendete Glaspulver aufgetragen gegen den verwendeten Einbau (X: kein Einbau), die maximale Volumenströmung $q_{V,max}$ und die Steigung der Strömung m_{qv} . Jede der hier in diesem Raum eingezeichneten Kugeln steht für ein durchgeführtes Experiment, das mindestens einmal wiederholt wurde, um auch statistische Schwankungen erfassen zu können. Die Farben der Kugeln zeigen das Ergebnis der Antwort. Hier zeigen die Kugeln den Regressionsparameter x_{50} der Log-Normalen-Regression an die Größenverteilungen des optischen Partikelzählers.

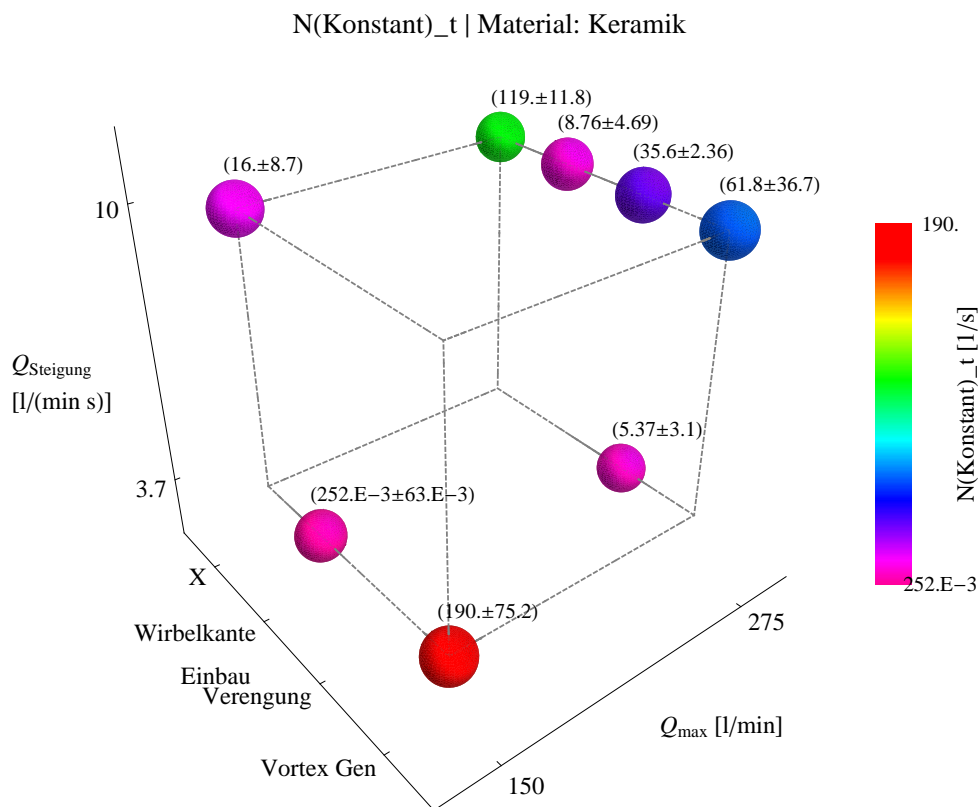


Abbildung A.74: Vereinfachte Darstellung des Messraums für das verwendete Keramikpulver aufgetragen gegen den verwendeten Einbau (X: kein Einbau), die maximale Volumenströmung $q_{V,\text{max}}$ und die Steigung der Strömung m_{q_V} . Jede der hier in diesem Raum eingezeichneten Kugeln steht für ein durchgeführtes Experiment, das mindestens einmal wiederholt wurde, um auch statistische Schwankungen erfassen zu können. Die Farben der Kugeln zeigen das Ergebnis der Antwort. Hier zeigt die Farbe der Kugeln die Anzahl der Partikel im konstanten Bereich dividiert durch die Zeitdauer des konstanten Bereichs.

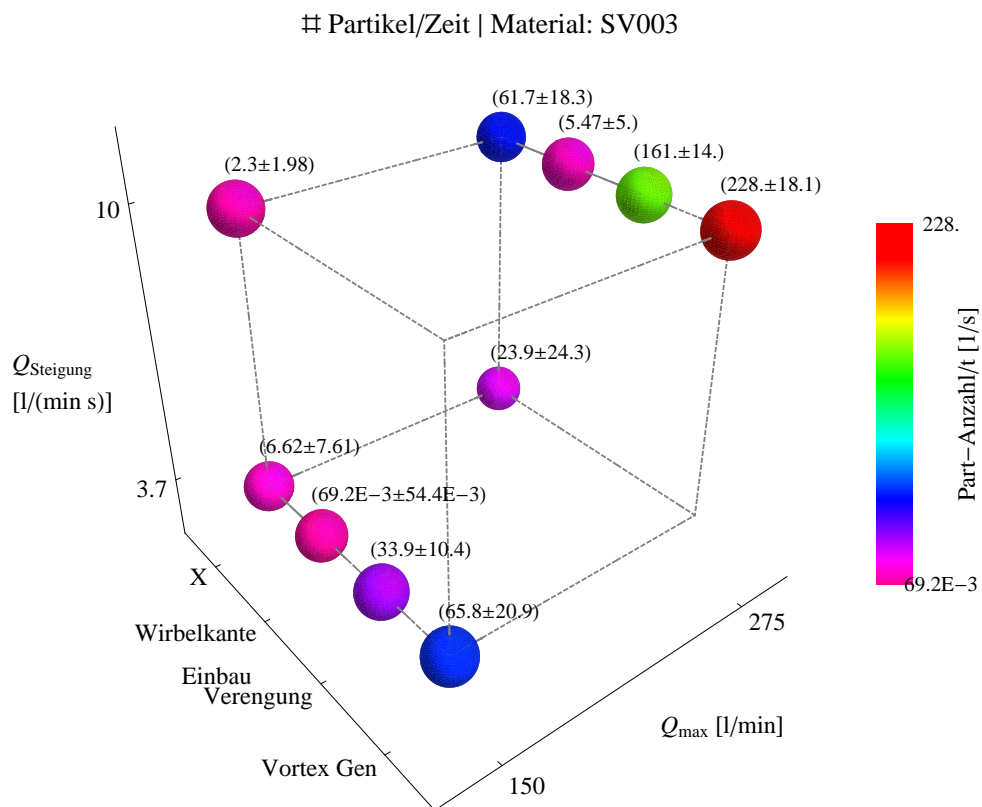


Abbildung A.75: Vereinfachte Darstellung des Messraums für das verwendete Laktosepulver SV003 aufgetragen gegen den verwendeten Einbau (X: kein Einbau), die maximale Volumenströmung $q_{V,max}$ und die Steigung der Strömung m_{qV} . Jede der hier in diesem Raum eingezeichneten Kugeln steht für ein durchgeführtes Experiment, das mindestens einmal wiederholt wurde, um auch statistische Schwankungen erfassen zu können. Die Farben der Kugeln zeigen das Ergebnis der Antwort. Hier zeigt die Farbe der Kugeln die Gesamtanzahl der Partikel dividiert durch die Zeitdauer des gesamten Versuchsaufbaus.

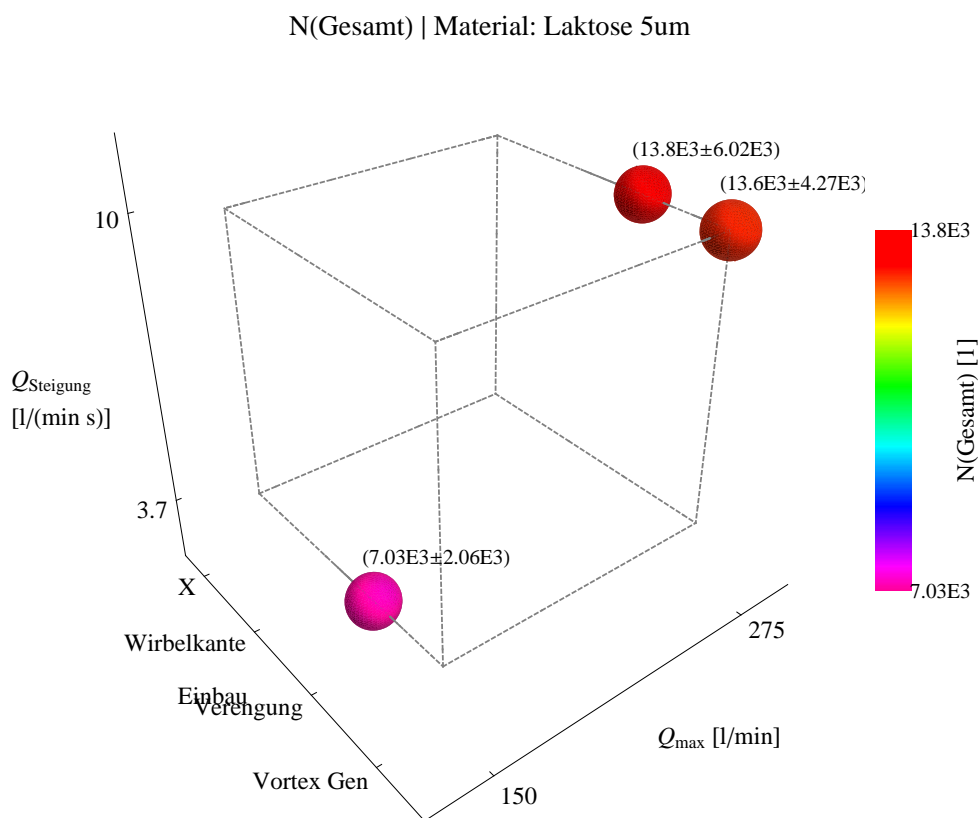


Abbildung A.76: Vereinfachte Darstellung des Messraums für das verwendete Laktose 5 μ m Pulver aufgetragen gegen den verwendeten Einbau (X: kein Einbau), die maximale Volumenströmung $q_{v,\text{max}}$ und die Steigung der Strömung m_{qv} . Jede der hier in diesem Raum eingezeichneten Kugeln steht für ein durchgeführtes Experiment, das mindestens einmal wiederholt wurde, um auch statistische Schwankungen erfassen zu können. Die Farben der Kugeln zeigen das Ergebnis der Antwort. Hier zeigt die Farbe der Kugeln die Gesamtanzahl der Partikel.

A.6.2 Partikelverhalten in einer Düse und bei Wandimpaktion

Tabelle A.6: Auflistung der durchgeführten Versuche zur Bestimmung des Partikelverhaltens in einer Düse und bei einer Wandimpaktion.

Verhalten	Material	$q_{V,\max}$ [l min ⁻¹]	m_q [l min ⁻¹ s ⁻¹]	Wiederholungen
Düse	Glas	275	10	2
Wand	Glas	275	10	6
Wand	Keramik	275	10	3
Düse	Laktose SV003	275	10	2
Wand	Laktose SV003	275	10	3



A Abbildungsverzeichnis

1.1	Zusammenstellung von Beispielen für verschiedene Aerosole und deren typische Partikelgrößenbereiche ([Hinds 1999] S. 9), sowie eine Liste der verschiedenen respiratorischen Partikeldepositionsorte ([Voshaar u. a. 2005] S. 23f.).	2
1.2	Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Dry Powder Inhaler mit den wichtigsten Vorgängen, die ein Modell beachten müsste (Fluidströmung, Pulver-, Partikel-, Agglomeratverhalten und deren Interaktion mit den Wänden).	3
2.1	Vereinfachte Darstellung des Feder-Dämpfer-Modells.	6
2.2	Ein Partikel drückt gegen einen elastischen Halbraum.	7
2.3	Hertzscher Kontakt für zwei gekrümmte Flächen. Auch ein negativer Krümmungsradius kann verwendet werden (s. rechts).	9
2.4	(a) Abhängigkeit der dimensionslosen Kraft \tilde{F} vom dimensionslosen Kontaktradius \tilde{a} . Die Funktion hat ein Minimum bei $\tilde{a} = 1$. (b) Normalkraft \tilde{F} (blauen Datenpunkte) und das Regressionsergebnis (rote Linie) der Funktion $\tilde{F} = 1 + 0,12 \cdot (\tilde{a} + 1)^{5/3}$ gegen die normierte Eindringtiefe \tilde{x}	11
2.5	Vergleich der Kräfte pro Fläche dF/dA im Hertz, JKR-, DMT- und Maugis (Dugdale) Modell, aufgetragen gegen den Abstand der Stoßpartner [Carpick u. a. 1999/03/15]. Im Hertz-Modell gibt es keine Adhäsionskräfte (dF/dA ist nicht negativ). Das JKR-Modell berücksichtigt nur kurzreichweite Kräfte, so dass der negative Anteil der Kraft eine δ -Funktion mit der Höhe von $\Delta\gamma$ beschreibt. Dahingegen berücksichtigt das DMT-Modell nur langreichweite Kräfte. Im Maugis-Modell wird ein Dugdale-Potential angenommen, so dass dF/dA innerhalb einer bestimmten Reichweite δ_t eine konstante Adhäsionkompression σ_0 hat. In größerer Entfernung ist die Kraft null. Die Adhäsionsarbeit ist somit $\Delta\gamma = \sigma_0\delta_t$	13
2.6	Abhängigkeit der dimensionslosen Kraft \tilde{F} von der dimensionslosen Verdrückung \tilde{x} und dem Parameter λ im MD-Modell. Für $\lambda \rightarrow 0$ wird der Verlauf der Kraftkurve gleich der des DMT-Modells (dunkelblaue Kurve). Für $\lambda \rightarrow \infty$ geht die Kurve in die Kraftkurve des JKR-Modells (vgl. 2.4). Der Parameter λ ist also im Maugis-Modell für den Übergang der Ergebnisse vom DMT- zum DMT-Modell verantwortlich.	14
2.7	a) Übergang der kritischen Kraft \tilde{F}_c (dimensionslos), b) Übergang des kritischen Kontaktradiuses \tilde{a}_c (dimensionslos) in Abhängigkeit des Parameters λ . Beide Diagramme zeigen, dass das DMT- und das JKR-Modell Grenzfälle des MD-Modells sind für bestimmte Parameter λ [Johnson und Greenwood 1997/08/15].	14
2.8	Gedankenexperiment zur Verdeutlichung der wirkenden Kräfte im MD-Modell. Auf der linken Seite sieht man die graphische Darstellung des aktuellen Zustandes eines Partikel-Stoßes gegen einen elastischen Halbraum, auf der rechten den dafür zurückgelegten Weg (roter Pfeil), den gesamten Weg (grün) und den aktuellen Zustand (roter Punkt) im Kraft/Weg-Diagramm. Die genaue Beschreibung der Zustände erfolgt auf Seite 15.	16
2.9	Numerische Lösung eines Stoßes eines $10\mu\text{m}$ -Glaspartikels mit einem elastischen Halbraum unter Betrachtung verschiedener Stoßmodelle.	17
2.10	Elastische und plastische Stoßmodelle für sphärische Partikel	19

2.11	Das Prandtl-Tomlinson-Modell zur Erklärung der Reibung. a) Zu Beginn sitzt ein Massepunkt in einem Minimum eines periodischen Potentials. Der Massepunkt ist über eine Feder mit dem oberen Objekt verbunden. b) Der obere Körper wird mit der Geschwindigkeit v_0 bewegt. Dadurch nimmt die Federauslenkung und somit auch die Federkraft zu. c) Ist eine bestimmte Kraft erreicht, springt der Massepunkt über das Potential-Maximum ins nächste Minimum.	21
2.12	Abhängigkeit der Reibungskraft von der tangentialen Geschwindigkeit. Links: Im Experiment wurde festgestellt, dass die Haftreibung kontinuierlich abnimmt bis zur Gleitreibung [Bergmann u. a. (1998)]. Die gestrichelte Linie bei kleinen Geschwindigkeiten (v_C sehr klein) zeigt den Stick-Slip-Bereich. Bei sehr großen Geschwindigkeiten kommt es zum Supergleiten (dieser Effekt wird hier nicht weiter betrachtet). Rechts: Das Ergebnis der hier gezeigten theoretischen Betrachtung weist einen vergleichbaren Verlauf auf.	24
2.13	Beispiele einer numerischen Lösung für die Bewegung einer Masse von $m=1$ kg auf einer Oberfläche mit Haft- und Gleitreibung. Links: Die Lösung unter Verwendung des viskosen Reibungsmodells. Wenn die Geschwindigkeit $\dot{y} \rightarrow 0$ ist, kommt es durch die diskrete Zeitschrittgröße zu einer Schwingung der Geschwindigkeit, durch die sich der Ort y weiter ändert. Rechts: Die Lösung über das Feder-Dämpfer-Modell. Nachdem die Geschwindigkeit durch die Gleitreibung auf einen kleinen Wert reduziert wurde, beginnt die Feder des Modells zu wirken und es entsteht eine gedämpfte Schwingung um die Ruhelage. Der Körper liegt nun in Ruhe und die Haftreibung wirkt.	26
2.14	Die auf ein Partikel wirkenden Adhäsionskräfte	35
2.15	Strömungswiderstandskoeffizient C_D einer Kugelumströmung in Abhängigkeit der Kugel-Reynoldszahl.	37
2.16	Die Kräfte und Drehmomente auf ein sphärisches Objekt, die aufgrund der Objektrotation oder Scherströmung entstehen.	38
3.1	Schematische Darstellung des Dispergierungssystems um die Partikel auf einen Objektträger des Mikroskops zu dispergieren. Im Inneren der Kammer wird ein Vakuum aufgebaut, das beim Öffnen des Shutters das Pulver über den Einlass ins Innere saugt und dabei die Partikel dispergiert. Anschließend sedimentieren die Partikel aufgrund der Gravitation auf den Objektträger.	49
3.2	Die zwei in dieser Arbeit verwendeten Messmethoden zur Bestimmung des Schüttwinkels.	52
3.3	Scherzelle	54
3.4	Schematische Darstellung der Messungen an einer schiefen Ebene zur Vermessung der Rollreibung.	55
3.5	Schematische Darstellung des Funktionsprinzips des verwendeten gepulsten Lasers auf Basis des MOPA-Prinzips (basierend auf [Murison u. a. 2008]). CW-Pumplaser: Dauerstrich-Diodenlaser, YDFA: Ytterbium dotierter Faserverstärker, FBG: Faser Bragg Gitter. Die Leistung der Dioden-Pumplaser wird in die Faserverstärker durch Multiplexer eingekoppelt. Dies wurde zur vereinfachten Darstellung nicht eingezeichnet.	59
3.6	Schema des Versuchsaufbaus zur Vermessung der Partikeltrajektorien.	60
3.7	Optischer Aufbau zur Erzeugung des aufgefächerten Laserstrahls. Das obere Bild zeigt eine Ansicht der Ebene, in der das Laserlicht fokussiert wird. Das untere Bild zeigt die dazu senkrechte Ansicht, in der der Laserstrahl aufgefächert wird. Der gezeigte einfallende Laserstrahl wurde hier zum besseren Verständnis des Aufbaus größer gewählt, als er vom Laser erzeugt wurde.	62
3.8	Schaltplan der wichtigsten Komponenten für den Versuchsaufbau. Die elektrischen Verbindungen wurden als rote Linien eingezeichnet. Schwarze Verbindungen stehen für Druckluftverbindungen.	64
3.9	Schnittbild des strömungsmechanischen Aufbaus zur Aufbereitung der Druckluft, der Messkammer und des virtuellen Impaktors zur Abtrennung des Partikelstroms von der Hauptströmung.	65
3.10	Verwendete Geometrie zur Konstruktion des Düsenbauelements.	65
3.11	Schematisches Diagramm der Funktionsweise eines virtuellen Impaktors. Der Gesamtfluss Q_1 teilt sich auf in den Haupt- Q_2 und den Nebenfluss Q_3 . Der Impaktor trennt Partikel unterschiedlicher Größe voneinander ab. Partikel, die größer als die Trenngröße des Impaktors sind, folgen der Nebenströmung in das Sammelrohr.	66
3.12	Zur Vermessung der Dispersion der Partikel von einer Schüttung.	70

3.13	Darstellung der zeitlichen Verläufe der Volumenströmung. Diese Funktionen wurden über ein Programm erzeugt und in der Messkarte abgespeichert, die über einen DA-Wandler den Volumenfluss am Druckventil entsprechend steuert. Eingestellt wurde hierzu q_{max} , die maximale Volumenströmung, q_{min} , die minimale Volumenströmung und die Steigung der Geraden zum Anfahren dieser Werte m_q . Oben links ist der Standard-Verlauf, oben rechts der Sägezahn-Verlauf und unten mittig der Dreiecksverlauf dargestellt.	70
3.14	Signal der pin-Diode am Oszilloskop (violette Kurve). Zu sehen sind die zwei Laserpulse, die zur Vermessung der Partikeltrajektorien durch eine Düse verwendet wurden. Der erste Puls weist im Vergleich zum Zweiten nur eine halb so hohe Energie auf, so dass die Bewegungsrichtung der Partikel anhand der Leuchtstärke des Streulichts definiert werden kann. Die türkise Linie zeigt die vom Funktionsgenerator erzeugte Rechteckspannung.	72
3.15	Funktionsweise des verwendeten Kontakt-Suchalgorithmus. Hier wird das Simulationsgebiet (gelber Bereich) in kartesische Netzelemente zerlegt. Bei der Suche möglicher Kontaktpartner für das Teilchen 9 wird dessen Zellnummer ermittelt (grüne Zelle). Anschließend bestimmt der Algorithmus alle benachbarten Zellen (roter Bereich) und die darin enthaltenen Partikel (Partikel 4, 6, 10, 12, 14). Nun genügt es den Abstand zwischen diesen wenigen Partikeln zu bestimmen. Der Rechenaufwand hat sich erheblich reduziert.	74
3.16	Schematisches Flussdiagramm des Bechnungsablaufes eines Zeitschrittes, wie er bei den Simulationen mit der Partikelmodellerweiterung verwendet wurde (Abkürzung WW: Wechselwirkung.	83
3.17	Qualitative Überprüfung des gewählten Reibungs- und Rotationsmodells durch die Experimente an einer rotierenden Trommel.	84
3.18	Die vier verschiedenen Fälle, die bei der Berechnung der Porosität von Partikeln in Netzgeometrien auftreten können. Fall 1: Partikel ist kleiner als die Zelle. / Fall 2: Partikel ist so groß, dass es alle Knotenpunkte berührt. / Fall 3: Der Großteil des Partikels liegt in der Netzzelle. / Fall 4: Ein Großteil des Partikels liegt außerhalb der Zelle.	87
3.19	Vergleich der Umströmung eines und zweier Partikel. Oben rechts ist eine einfache Kugelumströmung gezeigt. Ein zweites Partikel in der direkten Umgebung dieses Partikels würde durch eine andere Fluidströmung angeströmt werden. Das Hauptbild zeigt die Umströmung zweier Partikel, die sich in direkter Nähe zueinander befinden. In den Diagrammen wird der Betrag der Fluidgeschwindigkeit durch die Farben dargestellt. Der weiße Pfeil zeigt die Strömungsrichtung.	88
3.20	Die Eingabemaske zur Definition der verschiedenen Algorithmen und der einhüllenden Geometrie, in die die Partikel gesetzt werden sollen. Jedem Algorithmus wurde dabei eine eindeutige Geometrie zugewiesen.	92
3.21	Drei beispielhafte Ergebnisse einer Definition von Partikeln aus drei Partikelklassen (rot, grün, blau) mit unterschiedlichen Partikeldurchmessern. Im Bild links wurde ein Aerosol, in der Mitte ein Agglomerat und im rechten Bild ein Delauney-Setzer verwendet. Im rechten Bild wurden die Partikel in eine Kugel gesetzt. Dabei ist gut zu erkennen, dass durch diesen Algorithmus hohe Pulverdichten bei einer guten örtlichen Verteilung der Partikel gesetzt werden können.	93
3.22	Arbeitsablauf zum Aufsetzen, Durchführen und Auswerten einer numerischen Berechnung mit dem erweiterten Partikelmodell. Zunächst musste die Strömungsgeometrie über eine msh-Datei und die Partikelstartbedingungen über eine inj-Datei zur numerischen Berechnung mit dem Partikelmodell definiert werden. Nach der Simulation wurden die Partikeldaten über eine Textdatei in eine Datenbank zur Auswertung übertragen.	98
3.23	Bilder der Partikelbewegung während der Vorsimulation, bei der die Partikelsetzungen beobachtet wurden (Bild 3.23a zeigt den Start und Bild 3.23b das Ende der Vorsimulation). Die Partikel wurden hier sphärisch eingezeichnet mit dem simulierten Durchmesser. Die Farbe der Partikel zeigt die Betragsgeschwindigkeit der Partikel.	99

4.1	Ergebnis der Partikelgrößenmessung mit dem Mikroskop. Das obere Diagramm zeigt die Messwerte (schwarze Punkte) als normierte Anzahl-Summenverteilung Q_0 aufgetragen gegen den Äquivalenzdurchmesser der Partikel x_P (Durchmesser eines runden Partikel mit der gleichen Projektionsfläche). Die rote Kurve zeigt die nicht-lineare Regression mit einer Bi-Log-Normalfunktion. Der zusätzlich eingetragene Datenpunkt, zeigt den größten Fehler an. Das zweite Diagramm zeigt die Residuen des Fits. Die Tabelle unten zeigt in der ersten Spalte die Ergebnisse der Regression, in der zweiten Spalte deren Fehler. Die Werte x_1 , x_2 stehen hier für $x_{50\,1}$ und $x_{50\,2}$	102
4.2	Ergebnisse der nicht-linearen Regression der Bi-Log-Normalfunktion an die normierte Anzahl-Summenverteilung der Mikroskop-Messung für die verwendeten Pulver. Die grüne Kurve zeigt hier das Regressionsergebnis für die Laktose SV003, die blaue Kurve für die Laktose $5\,\mu\text{m}$. . .	103
4.3	Darstellung der Wahl und Definition der Partikelklassen. Der rote Verlauf zeigt das Ergebnis der Regression mit der Bi-Log-Normalfunktion. Die blauen Punkte zeigen die gewählte Größe, an der eine Partikelklasse erzeugt wird. Durch die logarithmische Verteilung der Größenintervalle, kann die Log-Normalfunktion durch die Klassen am besten wiedergegeben werden. . . .	104
4.4	Bild einer Schüttung der Laktose $5\,\mu\text{m}$ mit dem Ergebnis der Vermessung des Schüttwinkels. Eingezeichnet sind zudem der Bereich (grüne Markierung), der benutzt wurde zur Bestimmung des Grauwertes um zwischen hellem Hintergrund und dunkler Schüttung unterscheiden zu können. Die blaue Markierung zeigt die beiden Bereiche zur Bestimmung der Ausrichtung der Ebene. Die roten Geraden zeigen die Ergebnisse der linearen Regressionen an, die Zahlen die Winkel (in $^\circ$) zwischen diesen.	106
4.5	Zeitlicher Verlauf der Scherspannung (schwarze Kurve) bei einer Vermessung des Glaspulvers. Vor einer Messung wird bei einer definierten Normalspannung eine Grundverfestigung des Pulvers hergestellt. Dies geschieht beim Anscheren (blaue Pfeile) mit einer Normalspannung $\sigma_{an} = 2 \times 10^3 \text{ Pa}$. Nach Erreichen einer konstanten Scherspannung, beginnt die eigentliche Messung, das Abscheren (grüne Pfeile). Beim Abscheren wird das Pulver mit unterschiedlichen Normalspannungen beaufschlagt (hier: $\sigma_{ab} = 300 \text{ Pa}$, 600 Pa , 900 Pa , $1,2 \times 10^3 \text{ Pa}$, $1,6 \times 10^3 \text{ Pa}$ und 300 Pa) und die Scherzelle in Rotation versetzt. Nachdem die Scherspannung langsam in ein Plateau übergeht, ist das Abscheren abgeschlossen und das Pulver wird sofort für die nächste Messung angeschert. Die rote Kurve zeigt die von der Scherzelle berechnete Pulverdichte. Beim Anscheren zeigt sich immer wieder ein Anstieg der Pulverdichte durch die hohe Normalspannung. Die Scherzellenrotation wurde hier mit einer Umfangsgeschwindigkeit von $v_S = 1,26 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$ betrieben.	108
4.6	Gemessene Scherspannungen aufgetragen gegen die Normalspannungen der Messung von Glas-Pulver bei einer Schergeschwindigkeit von $v_S = 1,26 \times 10^{-5} \text{ m s}^{-1}$. Die Punkte ergeben eine gekrümmte Kurve (Fließort), die die Tangente der Mohrschen Spannungskreise ist. Zur Visualisierung der Kurve wurde an die Messdaten eine Boltzmann-Funktion angefitet (roter Verlauf). Zur Bestimmung der Reibungskraft bei möglichst geringen Normalspannungen wurde die Steigung zwischen den drei ersten Datenpunkten über eine lineare Regression bestimmt.	109
4.7	Gemessene Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Partikelgeschwindigkeit v am Ringschergerät (schwarze Datenpunkte) für Glaspulver. Zusätzlich wurde bei einer Geschwindigkeit von 0 m s^{-1} der Haftreibungskoeffizient eingetragen, wie er durch die Schüttwinkel-messung bestimmt wurde. Anschließend wurde eine nicht-lineare Regression durchgeführt zur mathematischen Beschreibung des Reibungskoeffizienten (rote Kurve). Der gezeigte Fehlerbalken des Haftreibungskoeffizienten basiert auf der Standardabweichung des Schüttwinkels, die stärker variiert als die Messergebnisse der Scherzelle. Um eine sinnvolle Regression zu erhalten, wurde dieser Fehler bei der Regression nicht berücksichtigt.	111
4.8	Gemessene Spannung am Lichtstreuungssensor in Abhängigkeit der Zeit nach dem Start der Messung (Keramik-Pulver) bei einem Neigungswinkel der Ebene von $\alpha = (0,995 \pm 0,003) \text{ rad}$. Die Messdaten (schwarze Punkte) zeigen den digitalen Spannungswert, wie er von der Messkarte ausgegeben wurde. Eine Umrechnung ist nicht nötig, da nur die zeitliche Position des Signals von Interesse ist. Um diese zu bestimmen, wurden an dieser Stelle zwei nicht-lineare Regressionen durchgeführt mit einer Gauss- (rote Kurve) und einer Log-Normal-Funktion (grüne Kurve).	113

4.9	Vergleich zwischen den beiden verwendeten Regressionsfunktionen. Hierzu wurde der Regressionsparameter der Log-Normal-Funktion gegen den der Gauss-Funktion aufgetragen. Wenn beide Ergebnisse gleich wären, würde sich eine Ursprungsgerade mit Steigung eins ergeben (roter Verlauf). Um die Abweichung von dieser Gerade bestimmen zu können, wurde eine lineare Regression (grüner Verlauf) durchgeführt.	114
4.10	Gemittelte Zeitdauer, die das Keramik-Pulver zum Zurücklegen der Rampe benötigt, aufgetragen gegen den Ebenenwinkel (schwarze Datenpunkte). Zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten wurden zwei Funktionen an die Daten angepasst. Dabei wurden eine allgemeine rationale Funktion (roter Verlauf) und eine spezielle Funktion (blauer Verlauf) verwendet, die auf Basis der Theorie nach Voelmey entwickelt wurden. Im unteren Diagramm sind die Residuen der beiden Regressionen in den entsprechenden Farben dargestellt.	115
4.11	Ergebnis der Partikelgrößenvermessung des Keramik-Pulvers mit dem automatisierten Mikroskop-System. Die schwarzen Datenpunkte zeigen die Größenverteilung des unbeeinflussten Pulvers. Die roten Datenpunkte zeigen die Größenverteilung nachdem das Pulver bei einem möglichst kleinen Winkel die Länge der schiefen Ebene zurückgelegt hat. Zwischen beiden Messungen ist ein klarer Unterschied zu erkennen.	117
4.12	Anzahl der gezählten Partikel pro Sekunde einer Messung mit Glas-Pulver (rote Balken), bei einer maximalen Volumenströmung $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Steigung $m_q = 10,03 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Um die zeitliche Anzahl der von der Schüttung dispergierten Partikel mit der Strömung vergleichen zu können, wurde in das Diagramm der Verlauf der Volumenströmung aufgetragen (schwarz). Die bei den Balken eingetragenen Zählfehler wurden auf Basis Standardabweichung der Poissonverteilung über \sqrt{N} (N : Partikelanzahl) bestimmt. Der blaue Strich zeigt den Übergang der steigenden zur konstanten Volumenströmung an, der grüne den Trigger der Kamera.	120
4.13	Oben: Mittelwerte der Partikeldurchmesser, die innerhalb eines Zeitintervalls von 1 s gezählt wurden (rote Datenpunkte). Unten: Standardabweichung dieser Durchmesser (rote Datenpunkte). Zudem ist in den Diagrammen der zeitliche Verlauf der Volumenströmung (schwarze Punkte) und der Übergang von der steigenden zur konstanten Strömung dargestellt (blaue Linie). Die Diagramme zeigen das Ergebnis der Partikelzählung bei einer Messung mit Glas-Pulver, einer maximalen Volumenströmung $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Steigung von $m_q = 10,03 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$	122
4.14	Gemittelte Summenverteilung aller Messungen mit Glas-Pulver bei einer maximalen Volumenströmung $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Steigung von $m_q = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (blauen Datenpunkte). Die Fehlerbalken wurden über die Standardabweichung der Verteilungen berechnet. An die Messdaten wurden eine Log-Normalverteilung (obere Diagramme) und eine Bi-Log-Normalverteilung durch eine nicht-lineare Regression angepasst. Unterhalb des jeweiligen Diagramms ist eine Tabelle gezeigt, die die Ergebnisse der Regressionen wiedergibt. Die Werte x_{50} und y_{50} haben die Dimension μm . Unterhalb der Tabellen sind die Residuen-Diagramme gezeigt.	124
4.15	Zeitlicher Verlauf der Partikelanzahl (rote Balken) bei einer sich ändernden Strömung mit Sägezahn-Verlauf (schwarze Datenpunkte). Dieses Diagramm zeigt das Ergebnis von Glaspulver bei einer maximalen Volumenströmung von $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Steigung von $m_q = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Die Fehlerangaben beruhen auf der Berechnung der Standardabweichung der Poisson-Verteilung.	125
4.16	Zeitlicher Verlauf der Partikelanzahl (rote Balken) bei einer sich zeitlich ändernden Partikelströmung (schwarze Datenpunkte) mit einem Dreieck-Verlauf. Dieses Diagramm zeigt das Ergebnis von Glaspulver bei einer maximalen Volumenströmung von $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Steigung von $m_q = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Die hier gezeigten Fehler wurden über die Standardverteilung der Poisson-Verteilung berechnet.	125
4.17	Die Volumenströmung (schwarze Datenpunkte) und die vom optischen Partikelzähler gemessene Partikelanzahl (rote Balken) aufgetragen gegen die Zeit bei einer Messung von Glaspulver ($q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $m_{qv} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$). Auch in diesem Diagramm ist deutlich der Peak in der Partikelanzahl zu erkennen, der vor Erreichen der maximalen Volumenströmung auftritt.	127

4.18	Maximaler Schalldruck (schwarze Datenpunkte) aufgenommen durch ein Mikrofon im Abstand von 30 cm zum Windkanal, aufgetragen gegen die Volumenströmung im Windkanal. Zusätzlich wurde hier der Bereich eingezeichnet, in dem es zur Entstehung des Effekts des Partikelpeaks gekommen ist. Es ist eindeutig zu erkennen, dass in diesem Bereich auch der Schalldruck ein eindeutiges Maximum zeigt.	128
4.19	Koeffizientendiagramm der MLR für die Antwort der Gesamtanzahl von Partikeln pro Messzeit. Es ist eindeutig zu erkennen, dass der Einbau den größten Einfluss auf diese Antwort hatte, da hier die Koeffizienten und ihre Unterschiede zwischen den verschiedenen Einbauten sehr groß sind. Bei den Faktoren werden aufgrund der Wahl der diskreten Werte die Einbauten (abgekürzt: Ein) und die Pulver (abgekürzt: Mat) für jeden Wert getrennt betrachtet.	130
4.20	Koeffizientendiagramm der beiden Antworten der Partikelanzahl, die während der steigenden Volumenströmung (rote Balken) und der konstanten Volumenströmung (blaue Balken) gezählt wurden. Um die Ergebnisse miteinander vergleichen zu können, wurden die gezählten Partikelanzahlen durch die Zeitdauer der Bereiche dividiert. Zusätzlich werden hier die Qualitätskriterien der MLR in der Tabelle für die beiden verschiedenen Antworten dargestellt.	132
4.21	Koeffizientendiagramm der statistischen Auswertung der Volumenströmung, die am Windkanal angelegt war, zum Zeitpunkt des Auftretens des Intervalls mit der maximalen Partikelanzahl. Das Diagramm zeigt, dass der wichtigste Faktor die maximale Volumenströmung ist, da diese entscheidend für das Auftreten des kritischen Peaks ist.	134
4.22	Abhängigkeit der Volumenströmung $q_{V,Peak}$, bei der das Zeitintervall mit der maximalen Partikelanzahl aufgetreten ist, von der eingestellten maximalen Volumenströmung $q_{V,max}$	135
4.23	Koeffizientendiagramm des Mittelwertes des Partikeldurchmessers x_P . Um dieses Diagramm zu erzeugen wurden zwei Mittelwerte gebildet. Ein Mittelwert über alle Partikel, die innerhalb des steigenden Bereichs, und ein Mittelwert über alle Partikel, die im konstanten Bereich der Volumenströmung dispergiert sind. Zusätzlich wurden die Güteparameter der MLR tabellarisch zusammengefasst.	136
4.24	Regressionsparameter x_{50} der einfachen Log-Normalverteilung in Abhängigkeit der maximalen Volumenströmung $q_{V,max}$. Die Balkenbreite entsteht durch die Betrachtung der Antwort in Abhängigkeit der verschiedenen Steigungen m_q der Volumenströmung. Der zweite Balken weist hier keine Breite auf, da bei dieser Einstellung nur für eine Steigung Messungen aufgenommen wurden. Das Diagramm wurde aus den Ergebnissen der Messungen mit Glaspulver und ohne die Verwendung eines Einbaus erstellt.	137
4.25	Regressionsparameter x_{50} der Regression der Log-Normalverteilung in Abhängigkeit der verwendeten Einbauten (basieren auf den Messdaten des Glaspulvers). Die Balkenbreite wird aufgespannt durch die Betrachtung der Volumenströmungen. Die Bezeichnung X steht hier für die Ergebnisse ohne die Verwendung eines Einbaus.	138
4.26	Abhängigkeit des Regressionsparameters p der Anpassung der Bi-Log-Normalverteilung an die gemessenen Partikelgrößenverteilungen. Die Balkenhöhe wird durch die Abhängigkeit der verschiedenen Steigungen m_q aufgespannt. Das Diagramm wurde aus den Ergebnissen der Messungen mit Glaspulver und ohne die Verwendung eines Einbaus erstellt.	140
4.27	Regressionsparameter p der Anpassung mit der Bi-Log-Normalverteilung in Abhängigkeit der verschiedenen verwendeten Einbauten (basierend auf den Messdaten des Glaspulvers). Der Eintrag X steht für die Ergebnisse der Experimente ohne die Verwendung eines Einbaus in den Windkanal.	140
4.28	Verschiedene Bewegungsabläufe, die als entscheidende Prozesse bei der Partikeldispersion identifiziert wurden. Durch die Anströmung des Fluids mit der Luftgeschwindigkeit \bar{u} kommt es zu einer Luftbewegung auf der Schüttung (1), die durch die Ausbildung einer Grenzschicht reduziert wird. Aufgrund dieser Strömung kommt es zu einer Kraft auf die Partikel. Dadurch können die Partikel anfangen auf der Schüttung zu rollen (2). Dabei kann es zu einem Stoß kommen, so dass das Partikel ein Stück abhebt (3) oder das Partikel wird direkt zum Abheben gebracht (4). Ist ein Partikel dispergiert, kann es aufgrund der Strömung auch wieder mit der Schüttung stoßen (5). Luftgetragene Agglomerate können sich aufgrund ihrer Bewegung oder der Strömung voneinander trennen (6, Deagglomeration) oder einzelne Partikel können ein Agglomerat bilden (7, Agglomeration). Auf der strömungsabgewandten Seite der Schüttung kann es zu einem Strömungsabriss und der Ausbildung einer Turbulenz (8) kommen.	143

4.29	Deagglomeration eines Agglomerats aus zwei Glasparkeln durch deren Rotation. Gezeigt werden die drei Schritte des rotierenden Agglomerats. Zum Ende der Mehrfachbelichtung des Bildes sind zwei getrennte Partikel zu erkennen. Die Aufnahme wurde mit dem Einbau der Verengung durchgeföhrt ($q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,max} = 101 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $q_{V,T} = 146,5 + -0,1 \text{ min}$, Bild 1263). Der rote Pfeil zeigt die Hauptströmungsrichtung.	147
4.30	Nach der Zuordnung der Belichtungen zu den Partikeln (farbige Markierungen) kann der Rechner die Partikel weiter auswerten nach Position, Lage, Größe, Form, Geschwindigkeit und Rotation. Die durchgeföhrt Partikelerkennung hat nicht alle Partikel korrekt erkannt. So wurden bei dem grünen Partikel nur die Glanzlichter dem Partikel zugeordnet. Das orange eingefärbt Partikel wurde einmalig zu groß erkannt. Auch die Überlagerung von Partikeln führt immer wieder zu Problemen. Das Bild wurde den zuvor gezeigten Messungen des Glaspulvers ohne Einbau entnommen ($q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,max} = 3,6 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $q_{V,T} = (199,3 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$, Bild 367).	148
4.31	Koeffizientendiagramm der Anzahl von Kamerabildern, in denen Partikel beobachtet wurden, normiert auf die Gesamtanzahl aller aufgenommenen Bilder. Die Faktoren der Strömung zeigen hier nur einen geringen Einfluss. Dahingegen zeigt sich hier ein großer Einfluss der verschiedenen Einbauten. Die meisten Faktoren zeigen einen ähnlichen Einfluss, wie er auch bei den Daten des optischen Partikelzählers beobachtet wurde. Hier ist die Ausnahme das Laktose $5 \mu\text{m}$ -Pulver, das hier den größten negativen Koeffizienten aufweist.	151
4.32	Koeffizientendiagramm der in den Bildern gezählten Partikel (rote Balken) und Agglomerate (blaue Balken). Durch die Darstellung eines gemeinsamen Koeffizientendiagramms können die beiden Antworten in Abhängigkeit der verschiedenen Faktoren (Einbauten (Ein), Materialien (Mat), Kameraposition (Pos), maximale Volumenströmung $q_{V,max}$, Steigung der Volumenströmung m_q und dem Volumenstrom zum Triggerzeitpunkt $q_{V,T}$) besser miteinander verglichen werden.	154
4.33	Reduziertes Koeffizientendiagramm der maximalen Partikelgeschwindigkeit in Abhängigkeit der verwendeten Einbauten (Ein), der Steigung der Volumenströmung m_q und der Volumenströmung zum Triggerzeitpunkt $q_{V,T}$. Bei diesen Betrachtungen wurden nur die Ergebnisse der Versuche mit Glaspulver untersucht. Es zeigt sich ein direkter Einfluss der verschiedenen Einbauten auf die Partikelgeschwindigkeit. In diesem Diagramm ist nicht zu erkennen, dass der Balken des Faktors $q_{V,T}$ mit $(0,011 \pm 0,006)$ einen eindeutigen Einfluss hat.	158
4.34	Zeitliche Änderung der Position $y(t)$ des Partikels mit $x = 40 \mu\text{m}$ (schwarze Datenpunkte) und der Geschwindigkeit $v_y(t)$ (rote Datenpunkte). Zusätzlich wurde mit kleinen Skizzen der Partikel/Wand-Kontakt zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. In dem Ergebnis der Geschwindigkeit ist gut zu erkennen, wie diese während des Kontakts mit der Wand sinusförmig abnimmt, bis sie die Richtung komplett umgekehrt hat. Nach dem Stoß bewegt sich das Teilchen wieder mit konstanter Geschwindigkeit in umgekehrter Richtung fort. An die Geschwindigkeit wurde durch eine nicht-lineare Regression eine Sinusfunktion angepasst. . .	161
4.35	Die zeitliche Änderung der Position $y(t)$ des Partikels mit $x = 40 \mu\text{m}$ (schwarze Datenpunkte) und der Geschwindigkeit $v_y(t)$ (rote Datenpunkte) im Fall des gedämpften Stoßes mit einer Wand. Zusätzlich wurde mit kleinen Skizzen der Partikel/Wand-Kontakt zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Nach dem Stoß bewegt sich das Teilchen mit einer konstanten, durch den Dämpfer reduzierten Geschwindigkeit in umgekehrter Richtung fort. An die Geschwindigkeit und die Position wurde durch eine nicht-lineare Regression eine gedämpfte Sinusfunktion angepasst (grüner und blauer Verlauf).	164
4.36	Umströmung zweier Partikel mit einem Durchmesser Verhältnis $x_1/x_2 = 1/50$ bei einer Anströmungsgeschwindigkeit von $u = 80 \text{ m s}^{-1}$. Die Farben zeigen die Betragsgeschwindigkeit des Fluids. Es ist deutlich zu erkennen, dass in der direkten Umgebung des großen Partikels die Strömungsgeschwindigkeit stark variieren kann. Da die Widerstandskraft des Fluids stark von der Fluidgeschwindigkeit abhängt, können auf das kleine Partikel x_1 in Abhängigkeit von dessen Position völlig unterschiedliche Kräfte wirken.	169

4.37	Abhängigkeit der Kraftkomponente F_n des Partikels x_1 , das um das Partikel x_2 rotiert, vom Rotationswinkel θ . Diese Kraftkomponente zeigt auf die Rotationsachse des Partikels, die durch Partikel x_2 verläuft. Somit steht diese senkrecht auf der Bewegungsrichtung des Partikels. Die Bewegung des Partikels hat keinen größeren Einfluss auf diese Kraft. Dadurch zeigen die Kräfte mit (schwarze Datenpunkte) und gegen (rote Datenpunkte) die Strömungsrichtung keine größeren Unterschiede. Außerdem wurden auch die Werte, die für die unbewegten Partikel bestimmt wurden, aus der statistischen Simulation eingetragen (grüne Datenpunkte). Das Partikel rotiert mit $v = 8 \text{ m s}^{-1}$	173
4.38	Tangentiale Kraftkomponente F_t in Abhängigkeit des Winkels θ für das rotierende Partikel x_1 . Sie zeigt in Richtung der Bewegungsrichtung des Partikels. Diese Kraftkomponente zeigt einen großen Unterschied zwischen den beiden Bewegungsrichtungen mit der Strömung (schwarze Datenpunkte) und gegen die Strömung (rote Datenpunkte). Der Unterschied zwischen beiden Verläufen wird nur durch eine Differenz verursacht, die für alle Winkel konstant ist. Die grünen Datenpunkte zeigen die Werte, die für das unbewegte Partikel bestimmt wurden (Tabellenwerte). Sie liegen zwischen den Ergebnissen beider Bewegungsrichtungen.	175
4.39	Trajektorien der Partikel an Hand von vier eingezeichneten Pfaden, die in einem Bildbearbeitungsprogramm durch Nachverfolgen der Partikelposition extrahiert wurden. Zu Beginn der Dispersion heben die Partikel (schwarze Pfade) unerwartet fast senkrecht aus der Schüttung. .	179
4.40	Umströmung der Pulverschüttung bei einer Volumenströmung von $q_V = 276,5 \text{ l min}^{-1}$ dargestellt in einem Konturdiagramm, in dem die Farben die Fluidgeschwindigkeiten wiedergeben. Zudem wurden auch hier die Partikel eingezeichnet, um die Position der Schüttung zu zeigen. Hierdurch ist es möglich, die Strömungsgrenzschicht zu erklären und zu verstehen. Außerdem ist zu erkennen, dass es auf der strömungsabgewandten Seite der Schüttung zu einem Abriss der Strömung kommt.	183
4.41	Stoß zweier Agglomerate mit der Impaktionswand. Auf dem zuletzt gezeigten Bild 4.41b ist eindeutig die gesamte Trajektorie vor und nach dem Stoß des Agglomerats zu beobachten. Da es nach der Impaktion nicht zur Beobachtung einzelner Partikel oder Bruchstücke des Agglomerats gekommen ist, kann davon ausgegangen werden, dass dieses Agglomerat stabiler ist als erwartet.	188
A.1	Die Verteilung (roter Verlauf) und die Summenverteilung (blauer Verlauf) einer Log-Normalverteilung, wie sie zur Charakterisierung der Partikelgrößenverteilungen in dieser Arbeit verwendet wurde.	194
A.2	Verteilung (roter Verlauf) und Summenverteilung (blauer Verlauf) einer Bi-Log-Normalverteilung, wie sie durch [Becker 2008] zur Charakterisierung der Partikelgrößenverteilungen eingeführt und in dieser Arbeit verwendet wurde.	196
A.3	Linearer Zusammenhang zwischen der gemessenen Spannung des Volumenstrommessgerätes und dem Wert, der über die serielle Datenverbindung direkt aus dem Messgerät ausgelesen werden konnte. Die hier gezeigte Spannung wurde von einem AD-Wandler bestimmt und als digitaler Wert abgetragen. Um den Spannungswert bei den folgenden Messungen in den Volumenstrom umrechnen zu können wurde eine lineare Regression durchgeführt.	197
A.4	Abhängigkeit des eingestellten Drucks (dargestellt ist die eingestellte Spannung am Ventil mit großem Drosselventil $q_V \leq 275 \text{ l min}^{-1}$) vom gemessenen Fluss am Volumenstrommessgerät (schwarze Datenpunkte). Das Diagramm zeigt einen linearen Zusammenhang, der über eine Regression (roter Verlauf) charakterisiert wurde. Dadurch ist es möglich, die nötige Spannung für einen Volumenstrom zu bestimmen, die am Druckventil angelegt werden soll.	197
A.5	Messdaten der Volumenströmung (schwarze Punkte) für die Messung mit Glaspulver, einer maximalen Volumenströmung $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und einer Volumenstromänderung $m_q = 10,03 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Außerdem zeigt das Diagramm den Übergang vom steigenden zum konstanten Strömungsbereich (blaue Linie) und den Zeitpunkt der Triggerung zum Aufnahmestopp der Kamera (grüne Linie). Zudem wurde mit Mathematica eine lineare Regression (rote Linie) durchgeführt. Das mittlere Diagramm zeigt die Residuen der Datenpunkte zur Regression, das untere Diagramm die Abweichung zum eingestellten Sollverlauf. Das Eintragen der Fehler aufgrund der Umrechnung (siehe Regressionsergebnisse im vorherigen Kapitel) war an dieser Stelle nicht nötig, da deren geringe Breite nicht erkennbar war.	200

A.6	Abhängigkeit des relativen Streulichtes von der Partikelgröße. Der hier gezeigte Verlauf wurde theoretisch mit einem Programm berechnet, das die Wellenlängen und die optische Geometrie des Partikelzählers korrekt berücksichtigt.	203
A.7	Querschnitt des Impaktors und die darin berechneten Partikeltrajektoren für Glaspartikel mit zwei unterschiedlichen Durchmessern bei einer Volumenströmung von $q_{V,D} = 200 \text{ l min}^{-1}$. Die Farben der Trajektorien zeigen die Partikelgeschwindigkeiten an diesem Ort. Die gezeigten Ergebnisse wurden unter Verwendung des sstk _w erzeugt.	206
A.8	Sammeleffizienz ϵ_S des virtuellen Impaktors gegen die Partikelgröße bei einer Volumenströmung von $q_{V,2} = 75 \text{ l min}^{-1}$ (rote Datenpunkte) und $q_{V,1} = 200 \text{ l min}^{-1}$ (schwarze Datenpunkte). Es ist deutlich der Unterschied zwischen den verschiedenen Volumenströmungen zu sehen. Um die Sammeleffizienz in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers beschreiben zu können, wurden zwei Boltzmann-Funktionen an die Messergebnisse angepasst. Dieses Diagramm zeigt die Ergebnisse, die mit dem SST $k\omega$ -Turbulenzmodell berechnet wurden.	207
A.9	Die durch eine Regression einer Boltzmann-Funktion bestimmte Trenngröße des Impaktors x_{50} aufgetragen gegen die Volumenströmung q_V im Windkanal. Das Diagramm zeigt die Ergebnisse der Simulation mit eingeschalteten SST- $k\omega$ - (schwarze Datenpunkte) und dem realizable $k\epsilon$ -Turbulenzmodell (rote Datenpunkte). Um die Abhängigkeit der Trenngröße von der Volumenströmung charakterisieren zu können, wurde diese durch eine Regression angepasst, die angelehnt ist an Gl. 3.10.	208
A.10	Standardabweichung der Trenngröße s , auch Trennschärfe genannt, aufgetragen gegen die Volumenströmung q_V im Windkanal (schwarze Datenpunkte). Um diese Größe auch bei den folgenden Simulationen berechnen zu können, wurde die Funktion A.2 an diese Daten angepasst.	209
A.11	Schnittbild durch die Symmetrieebene zeigt die simulierte Betragsgeschwindigkeit im Impaktor (Farben). Die Strömung fließt hier entlang der x-Achse von rechts nach links und verlässt den Impaktor durch die Öffnung zur Abluft und zum optischen Partikelzähler. Die höchste hier auftretende Fluidgeschwindigkeit wird in der Beschleunigungsdüse des Impaktors erreicht. Die Volumenströmung durch den Windkanal war $q_{V,D} = 200 \text{ l min}^{-1}$	210
A.12	Abhängigkeit des statischen Drucks von der Volumenströmung in der Düse des virtuellen Impaktors (schwarze Datenpunkte). Der Druck wurde berechnet über den Flächenmittelwert des Drucks in der Impaktordüse. Um diese Abhängigkeit für die folgenden Simulationen beschreiben zu können, wurde zudem eine nichtlineare Regression (roter Verlauf) durchgeführt.	211
A.13	Ergebnis des optischen Partikelzählers für die Laktose $5 \mu\text{m}$ -Messungen (kein Einbau, $Q_{max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $m_Q = 3,7 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$). Aus den Messdaten wurde die gemittelte kummulative Größenverteilung errechnet und in den Diagrammen als Datenpunkte dargestellt. Die dargestellten Fehlerbalken wurden über die Standardabweichung der Daten errechnet. Das obere Diagramm zeigt das Ergebnis einer Regression einer einfachen Log-Normal-Funktion. Das untere Diagramm die Regression mit der Bi-Log-Normalfunktion. Zusätzlich sind die Residuen und die Tabellen mit den Regressionsergebnissen dargestellt.	213
A.14	Schüttkegel des Glas-Pulvers. Es sind die Ergebnis-Geraden der linearen Regression und die vermessenen Winkel eingetragen.	215
A.15	Schüttkegel des Keramik-Pulvers. Hier sind die Ergebnisse der linearen Regression und die vermessenen Winkel in Rot eingetragen. Die blauen Linien und der Winkel zeigen das Ergebnis des Schüttwinkels, das über eine einfache Höhen/Breiten-Messung bestimmt wurde.	215
A.16	Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Partikelgeschwindigkeit v am Ringschergerät (schwarze Datenpunkte) für das Keramikpulver. Zudem wurde eine nicht-lineare Regression durchgeführt zur mathematischen Beschreibung des Reibungskoeffizienten (rote Kurve).	216
A.17	Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Partikelgeschwindigkeit v am Ringschergerät (schwarze Datenpunkte) für das Laktosepulver. Zudem wurde eine nicht-lineare Regression durchgeführt zur mathematischen Beschreibung des Reibungskoeffizienten (rote Kurve).	216
A.18	Gemittelte Zeitdauer, die das Glas-Pulver zum Zurücklegen der Rampe benötigt, aufgetragen gegen den Rampenwinkel (schwarze Datenpunkte). Zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten wurden zwei Funktionen an die Daten angepasst. Dabei wurde eine allgemeine rationale Funktion (roter Verlauf) und eine spezielle Funktion (blauer Verlauf) verwendet, die auf Basis der Theorie nach Voelmey entwickelt wurde.	217

A.19	Ergebnis der Simulation von $100\mu\text{m}$ großen Glaspartikeln auf einer schiefen Ebene mit einem Neigungswinkel von $\alpha = 0,8\text{rad}$. Während der Simulation wurde zeitabhängig die Summe der Partikel bestimmt, die am Ende der Rampe angekommen sind. Dadurch entsteht hier ein akkumulierter Verlauf (schwarze Datenpunkte). Um diesen Verlauf mit den Messdaten vergleichen zu können wurde das Simulationsergebnis zeitlich abgeleitet und durch einen FFT-Filter ($f_G = 250\text{Hz}$) in Origin geglättet (blauer Verlauf). Zur Bestimmung des mittleren Zeitpunkts an dem 50 % aller Partikel das Ende der Rampe erreicht haben, wurde eine Boltzmann-Funktion durch eine Regression an die Messdaten angepasst (roter Verlauf).	217
A.20	Statistische Auswertung zum Vergleich des Soll-Wertes und des gemessenen Wertes der maximalen Volumenströmung während der Versuche. Zu sehen sind die durch die multiple lineare Regression bestimmten Daten (schwarze Punkte) und eine lineare Regression, die benutzt wurde um die Strömung zu überprüfen. Bei einer korrekten Einstellung würde diese Gerade eine Winkelhalbierende zwischen den beiden Achsen ergeben. Die Regressionsgerade hat eine Steigung von $m = 1,0083$ und schneidet bei einem Achsenabschnitt von $a = -1,693$ die Achsen.	218
A.23	Abhängigkeit der Steigung der Regressionsgeraden von dem eingestellten maximalen Volumenstrom, wie sie durch die multiple lineare Regression berechnet wurde. Eigentlich wurde der steigende Bereich so definiert, dass er unabhängig von diesem Wert sein soll. Dieses Diagramm zeigt aber, dass es trotzdem eine Abhängigkeit zu geben scheint.	218
A.21	Ergebnisse der multiplen Regression der Standardabweichung der Volumenströmung nach dem Erreichen des maximalen Wertes. Die Schwankung der Volumenströmung an diesem Punkt der Messung ist eindeutig abhängig von der maximalen Volumenströmung.	219
A.22	Ergebnis der multiplen linearen Regression für die Steigung m_q in Abhängigkeit des eingestellten Soll-Wertes dieser Größe. Es zeigt sich, dass ein linearer Zusammenhang besteht, der durch eine lineare Regression (roter Verlauf) näher betrachtet werden kann.	219
A.24	Anzahl der gezählten Partikel pro Sekunde einer Messung mit Glas-Pulver (rote Balken), bei einer maximalen Volumenströmung von 275l min^{-1} und einer Steigung von $10,03\text{l min}^{-1}\text{s}^{-1}$. Bei dieser Messung wurde der Vortex-Generator in den Windkanal eingebaut. Zusätzlich ist in das Diagramm der Verlauf der Volumenströmung eingetragen. Die bei den Balken eingetragenen Zählfehler wurden auf Basis der Standardabweichung der Poissonverteilung (charakteristisch für eine Zählung) berechnet. Bei dieser Messung wurden durch den Vortex-Generator bereits während der steigenden Volumenströmung so viele Partikel von der Schüttung dispergiert, dass diese bei Erreichen des konstanten Verlaufs fast vollständig abgetragen war.	220
A.25	Das obere Diagramm zeigt die Mittelwerte der Partikeldurchmesser, die innerhalb eines Zeitintervalls von 1 s gezählt wurden (rote Datenpunkte). Das untere Diagramm zeigt die Standardabweichung dieser Durchmesser (rote Datenpunkte). Zudem ist der zeitliche Verlauf der Volumenströmung (schwarze Punkte) und der Übergang von der steigenden zur konstanten Strömung dargestellt (blaue Linie). Die Diagramme zeigen das Ergebnis der Partikelzählung bei einer Messung mit Glas-Pulver, einer maximalen Volumenströmung von 275l min^{-1} und einer Steigung von $10,03\text{l min}^{-1}\text{s}^{-1}$	220
A.26	Zeitlicher Verlauf der Partikelanzahl (rote Balken) bei einer sich zeitlich ändernden Partikelströmung (schwarze Datenpunkte). Für dieses Experiment ändert sich die Volumenströmung entsprechend eines Sägezahn-Verlaufs. Dieses Diagramm zeigt das Ergebnis von Glaspulver bei einer maximalen Volumenströmung von $q_{V,\text{max}} = 275\text{l min}^{-1}$ und einer Steigung von $m_q = 10\text{l min}^{-1}\text{s}^{-1}$. Die Fehlerangaben beruhen auf der Berechnung der Standardabweichung der Poisson-Verteilung.	221
A.27	Zeitlicher Verlauf der Partikelanzahl (rote Balken) bei einer sich zeitlich ändernden Partikelströmung (schwarze Datenpunkte). Für dieses Experiment ändert sich die Volumenströmung entsprechend eines Dreieck-Verlaufs. Dieses Diagramm zeigt das Ergebnis von Keramikpulver bei einer maximalen Volumenströmung von $q_{V,\text{max}} = 275\text{l min}^{-1}$ und einer Steigung von $m_q = 10\text{l min}^{-1}\text{s}^{-1}$. Die hier gezeigten Fehler wurden über die Standardabweichung der Poisson-Verteilung berechnet.	221
A.28	Abhängigkeit der Antwort über die Gesamtanzahl aller Partikel pro Zeit, die über die gesamte Messzeit gezählt wurden, von den Einbauten im Messkanal. Diese Grafik wurde mit Hilfe einer MLR berechnet. Es ist eindeutig zu erkennen, dass durch den Einbau der Wirbelkante die wenigsten und durch den Vortex-Generator die meisten Partikel vom optischen Partikelzähler registriert wurden, wie es auch erwartet wurde.	222

A.29	Antwort der Gesamtanzahl aller Partikel pro Zeit, in Abhängigkeit von den Einbauten im Messkanal. Diese Grafik wurde mit Hilfe einer MLR berechnet. Das Diagramm zeigt, dass ungefähr die gleiche Anzahl Partikel des Glaspulvers pro Zeit, als auch des Keramikpulvers gezählt wurde. Bei der Laktose SV003 wurden weniger Partikel gezählt, was auf die höheren Adhäsionskräfte und die unregelmäßig geformten Partikel zurückgeführt werden kann.	222
A.30	Koeffizientendiagramm der Partikelanzahl im Zeitintervall mit der maximalen Anzahl an Partikeln in Abhängigkeit der verschiedenen Parameter. Diese Größe ist unabhängig von der Steigung der Strömung m_{qv} und abhängig von der maximalen Volumenströmung $q_{V,max}$. Diese Abhängigkeiten wurden aufgrund der Entstehung des fehlerhaften Peaks auch so erwartet. . .	223
A.31	Abhängigkeit der gezählten Partikel innerhalb des Zeitintervalls mit der höchsten Partikelanzahl in jedem Experiment von dem dabei untersuchten Pulver. Es zeigt sich, dass bei dem Keramikpulver im Vergleich zu den anderen untersuchten Antworten weniger Partikel gezählt wurden als bei dem Glaspulver.	223
A.32	Regressionsparameter x_{50} der einfachen Log-Normalverteilung in Abhängigkeit der Steigung der Volumenströmung m_q . Die Balkenbreite entsteht durch die Betrachtung der Antwort in Abhängigkeit der verschiedenen Steigungen der Volumenströmung.	224
A.33	Parameter p in Abhängigkeit von der Steigung der Volumenströmung. Die Höhe der Balken wird aufgespannt durch die Betrachtung des Parameters in Abhängigkeit der maximalen Volumenströmung.	224
A.34	Aufnahme-Sequenz aus vier mehrfach belichteten Bildern der Partikeldynamik bei einem Versuch mit Keramikpulver und einem eingebauten Vortex-Generator. Die dispergierenden Partikel sind hier für eine Bildverarbeitung nicht eindeutig zu erkennen, da es hier zu einer Überlagerung der einzelnen Belichtungen eines Partikels kam, wenn dieses sich zu langsam bewegt hat oder wenn sich die Belichtung zweier Partikel überlagert.	225
A.35	Fortsetzung in Abb. A.36	226
A.36	Bildsequenz aus 8 Bildern (siehe vorangegangene Abb. A.35), die ein rollendes Partikel zeigt. Während des Rollens kommt es zum Stoß mit einem weiteren Partikel. Durch die Impulsübertragung der Rollbewegung des einen Partikels werden weitere Partikel in Bewegung versetzt. Diese Partikel dispergieren nun von der Schüttung. Dieser Vorgang wird Lawinendispersion genannt und konnte relativ häufig beobachtet werden. Diese Aufnahmen wurden mit Keramikpulver erzeugt ($q_{V,max} = 150 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,max} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, kein Einbau) und wurden bei einer Strömung von $q_{V,T} = (146,4 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$ durch den Trigger gestartet.	227
A.37	Sequenz aus sechs Bildern von einer Aufnahme der Partikelbewegung von Glaspulver, bei der kein Einbau innerhalb der Messstrecke verwendet wurde. Im Windkanal wurde eine maximale Volumenströmung von $q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$ und eine Steigung dieser Strömung von $q_{V,max} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$ betrachtet. Der Trigger zum Starten dieser Aufnahme erfolgte bei einer Strömung von $q_{V,T} = (145 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$. Die Beschriftung der Bilder zeigt mehrere Partikel, die zunächst über andere Partikel der Schüttung abrollen, bevor sie mit einem Partikel stoßen oder direkt von der Strömung erfasst werden und dispergieren.	228
A.38	Diese Sequenz aus sechs mehrfachbelichteten Kamerabildern zeigt den Stoß eines luftgetragenen Partikels mit der Schüttung. Bei diesem Stoß wird soviel Energie übertragen, dass weitere Partikel von der Schüttung dispergieren können, die eine Lawinendispersion hervorrufen können. Eine große Anzahl von Partikeln beginnt von der Schüttung zu dispergieren. Diese Aufnahmen stammen von einem Experiment mit Glaspulver ($q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,max} = 3,6 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$) und wurden bei einer Strömung von $q_{V,T} = (199,3 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$ durch den Trigger gestartet. Die Hauptströmungsrichtung wird durch den Pfeil im ersten Bild angezeigt.	229
A.39	Bildsequenz der Dispersion eines Laktose SV003 Partikels. Aufgrund der nicht-sphärischen Form der Partikels wurde hier erwartet, dass es nicht zur Rotation des Partikels kommt. Stattdessen konnte aber hier eine Rotation auf der Schüttungsoberfläche beobachtet werden, die zur Dispersion des Partikels geführt hat. Die Aufnahmen wurden bei einer Volumenströmung von $q_{V,T} = (277,4 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$ durch das Triggersignal gestartet ($q_{V,max} = 270 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,max} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, ohne Einbau).	230

- A.40 Diese Bildsequenz zeigt das Rollen und Dispergieren eines Agglomerats aus zwei Partikeln von der Schüttung. Nach der Dispersion rotiert das Agglomerat weiter. Diese Aufnahmen sind bei der Beobachtung der Dynamik von Keramikpulver entstanden ($q_{V,max} = 150 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,max} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, ohne Einbau) und wurden bei einer Volumenströmung von $q_{V,T} = (146,6 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$ durch den elektrischen Trigger gestartet. 231
- A.41 Sequenz aus sechs Bildern von einer Aufnahme bei der Untersuchung des Glaspulvers, bei der kein Einbau innerhalb der Messstrecke verwendet wurde ($q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,max} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$). Der Trigger zum Starten dieser Aufnahme erfolgte bei einer Strömung von $q_{V,T} = (186,5 \pm 0,1) \text{ l min}^{-1}$. Die Bilder zeigen die Aufnahmen auf der strömungsabgewandten Seite des Schüttkegels (roter Pfeil zeigt die Strömungsrichtung). Aufgrund der dort entstandenen Wirbelströmung bewegen sich einige Partikel entgegen der Hauptströmung wieder auf den Haufen zu. Dabei kann es zu einem Stoß kommen, durch den ein weiteres Partikel zu rollen beginnt. 232
- A.42 Sequenz der Agglomeratenbewegung bei der Untersuchung des Laktose $5 \mu\text{m}$ Pulvers. Bei diesen Aufnahmen konnte nur die Bewegung von sehr großen Agglomeraten beobachtet werden. Da diese aufgrund ihrer größeren Masse viel schwerer sind, konnten hier nur Aufnahmen mit dem Einbau des Vortex-Generators gemacht werden ($q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,max} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $q_{V,T} = 99,2 + -0,1 \text{ l min}$). In dieser Bildsequenz ist gut zu erkennen, wie die Agglomerate in der Strömung rotieren. 233
- A.43 Bewegung mehrerer Agglomerate des Laktose $5 \mu\text{m}$ Pulvers nach der Dispersion der Schüttung. Da diese Agglomerate so groß und damit schwer sind, bewegen sich die Partikel rollend auf dem Boden der Messstrecke entlang. Die Dynamik wurde durch die obere Beobachtungskamera aufgenommen bei der Verwendung des Vortex-Generators als Einbau ($q_{V,max} = 275 \text{ l min}^{-1}$, $q_{V,max} = 10 \text{ l min}^{-1} \text{ s}^{-1}$). 234
- A.44 Koeffizienten der Volumenströmung zum Zeitpunkt des Triggersignals $q_{V,T}$ relativ betrachtet zur maximalen Volumenströmung $q_{V,max}$. Diese Größe ist auch charakteristisch für die Anzahl der zu dispergierenden Partikel und zeigt eine eindeutige Abhängigkeit von der Verwendung des Einbaus und der maximalen Volumenströmung $q_{V,max}$ 234
- A.45 Koeffizientendiagramm der Anzahl von problematischen Bildern im Verhältnis zur Gesamtzahl aller Bilder pro Aufnahme. Als problematische Bilder wurden solche Bilder aufgefasst, in denen es zur Überlagerung der Belichtungen gekommen ist, so dass keine eindeutige Aussage über das Partikelverhalten möglich war. Ein Vergleich dieses Ergebnisses der MLR mit dem der Anzahl von Bildern mit Partikeln zeigt sehr ähnliche Ergebnisse. 235
- A.46 Koeffizientendiagramm der Partikel- (rote Balken) und Agglomeratanzahl (blaue Balken), wie sie durch den Bildbetrachter gezählt wurden. Dieses Diagramm ist das Ergebnis einer MLR über die gezeigten Faktoren: Einbauten (Ein), Materialien (Mat), Kameraposition (Pos), maximale Volumenströmung $q_{V,max}$, Steigung der Volumenströmung m_q und dem Volumenstrom zum Triggerzeitpunkt $q_{V,T}$. Ein Großteil der hier gezeigten Koeffizienten zeigt gleiche Effekte, wie die zuvor betrachteten Diagramme. Eine Abweichung zeigt hier vor allem der Faktor der Kameraposition. So wurden auf der strömungsabgewandten Seite hier weniger Partikel gezählt. 235
- A.47 Koeffizientendiagramm der beobachteten Anzahl an stoßenden Partikeln. Der dabei beobachtete größte Anteil an Partikelstößen wird durch den Stoß der Partikel mit der Schüttung erzeugt. Für diese Anzahl spielt nur der Einbau der Wirbelkante und die Kameraposition eine Rolle. 236
- A.48 Koeffizientendiagramm der Einflüsse: Einbauten (Ein), Materialien (Mat), Kameraposition (Pos), maximale Volumenströmung $q_{V,max}$, Steigung der Volumenströmung m_q und dem Volumenstrom zum Triggerzeitpunkt $q_{V,T}$ auf den mittleren Partikeldurchmesser, der definiert wurde als Äquivalenzdurchmesser eines Kreises mit der gleichen Projektionsfläche wie das markierte Partikel. Da die Partikelfläche nicht immer eindeutig markiert werden konnte (zum Beispiel konnten bei Glasparkeln nur die Glanzlichter markiert werden), können die bestimmten Durchmesser nicht als absolut betrachtet werden. 236

A.49 Koeffizientendiagramm der maximalen Partikelgeschwindigkeit v_{max} der verschiedenen Experimente in Abhängigkeit der eingestellten Faktoren: Einbauten (Ein), Materialien (Mat), Kameraposition (Pos), maximale Volumenströmung $q_{V,max}$, Steigung der Volumenströmung m_q und dem Volumenstrom zum Triggerzeitpunkt $q_{V,T}$. In dieser Betrachtung wurde ein Einfluss der Volumenströmung zum Zeitpunkt der Aufnahme erwartet, der allerdings hier nicht festgestellt werden konnte. Hier zeigt sich zudem ein Einfluss der verschiedenen Einbauten.	237
A.50 Das Diagramm zeigt die zeitliche Änderung der Position $y(t)$ des Partikels mit $x = 5\mu m$ (schwarze Datenpunkte) und der Geschwindigkeit $v_y(t)$ (rote Datenpunkte). In dem Ergebnis der Geschwindigkeit ist gut zu erkennen, wie diese während des Kontaktes mit der Wand sinusförmig abnimmt, bis sie die Richtung komplett umgekehrt hat. Nach dem Stoß bewegt sich das Teilchen wieder mit konstanter Geschwindigkeit in umgedrehter Richtung fort. An die Geschwindigkeit wurde durch eine nicht-lineare Regression eine Sinusfunktion angepasst (grüner Verlauf).	238
A.51 Die Ableitung der Geschwindigkeit des Partikels mit $x = 40\mu m$ ergibt die Beschleunigung $a_y(t)$ (schwarze Datenpunkte) des Partikels. Diese Beschleunigung ist proportional zu den auf das Partikel wirkenden Kräften.	238
A.52 Zeitliche Änderung der Position $y(t)$ des Partikels mit $x = 5\mu m$ (schwarze Datenpunkte) und der Geschwindigkeit $v_y(t)$ (rote Datenpunkte) im Fall des gedämpften Stoßes mit einer Wand. Nach dem Stoß bewegt sich das Teilchen mit einer konstanten, durch den Dämpfer reduzierten Geschwindigkeit in umgedrehter Richtung fort. An die Geschwindigkeit und die Position wurde durch eine nicht-lineare Regression eine gedämpfte Sinusfunktion angepasst (grüner und blauer Verlauf).	239
A.53 Die Ableitung der Geschwindigkeit (schwarze Datenpunkte) des Partikels mit $x = 40\mu m$ im Fall des gedämpften Stoßes. Ein Vergleich mit der berechneten Beschleunigung aus Abb. A.51 zeigt die Unterschiede, die durch die Wirkung der Dämpferkraft hervorgerufen werden.	239
A.54 Abstand in x-Richtung zwischen den beiden Partikeln in Abhängigkeit der Zeit (schwarze Datenpunkte). Aufgrund der Adhäsionskraft ziehen sich beide Partikel an und werden durch den Stoß voneinander entfernt. Durch diese beiden Effekte kommt es zu einer Schwingung zwischen den beiden Partikeln, die sich zum Zeitpunkt des Stoßes noch vergrößert. Die eingezeichnete rote Linie zeigt den Zeitpunkt des Stoßes des großen Partikels mit der Geometriewand.	240
A.55 Residuen der Berechnung der Umströmung der beiden Partikel in der direkten Umgebung zwischen beiden Partikeln. Um ein möglichst zuverlässiges Ergebnis erhalten zu können, wurde eine große Anzahl von Iterationen durchgeführt, so dass sich die Residuen am Ende der Simulation gegen ein Minimum bewegen und dann keine großen Variationen mehr zeigen. Nach 500 Iterationen wurde die Simulation immer abgebrochen. Das hier gezeigte Diagramm wurde erzeugt bei einem relativen Partikeldurchmesser von $x_1/x_2 = 1/50$ und einer Anströmungsgeschwindigkeit von $u = 100\text{ m s}^{-1}$	241
A.65 Querschnitt des Impaktors und die darin berechneten Partikeltrajektorien für Glaspartikel mit einem Durchmesser von $x = 0,648\mu m$ bei einer Volumenströmung von $q_{V,D} = 75\text{ l min}^{-1}$. Die Farben der Trajektorien zeigen die Partikelgeschwindigkeit an diesem Ort. Die meisten Partikel verlassen den Impaktor nicht über den Ausgang zum optischen Partikelzähler, sondern zur Abluft, so dass diese Partikeldurchmesser nicht registriert werden würden.	241
A.56 Betragsgeschwindigkeit des Fluids bei der Umströmung zweier Partikel. Die hier gewählte relative Partikelposition und damit die Geometrie ist so wie in Abb. 4.36 gewählt worden. Zudem wurde auch die Umströmungsgeschwindigkeit von $u = 80\text{ m s}^{-1}$ unverändert betrachtet. Nur das Durchmesser Verhältnis der beiden Partikel wurde verändert auf $x_1/x_2 = 50/50$, indem das kleinere Partikel vergrößert wurde. Es ist nun eindeutig zu erkennen, dass sich nun die Umströmungen beider Partikel gegenseitig beeinflussen und auch die resultierende Widerstandskraft des Partikels in der Bildmitte nun von der Position des zweiten Partikels abhängt.	242
A.57 Abhängigkeit der Widerstandskraft in x-Richtung auf das Partikel x_1 von dessen Abstand zu x_2 . Dabei wurde diese durch den Winkel θ und den relativen Partikelabstand a_{12} parametrisiert. Das Diagramm zeigt die Ergebnisse für einen relativen Partikeldurchmesser von $x_1/x_2 = 1/50$ bei einer Anströmung von $u = 80\text{ m s}^{-1}$	243

A.58	Abhängigkeit der Widerstandskraft in z -Richtung auf das Partikel x_1 von dessen Abstand zu x_2 . Dabei wurde diese durch den Winkel θ und den relativen Partikelabstand a_{12} parametrisiert. Das Diagramm zeigt die Ergebnisse für einen relativen Partikeldurchmesser von $x_1/x_2 = 1/50$ bei einer Anströmung von $u = 80 \text{ m s}^{-1}$	243
A.59	Abhängigkeit der Widerstandskraft in z -Richtung auf das Partikel x_2 von dessen Abstand zu x_1 . Dabei wurde diese durch den Winkel θ und den relativen Partikelabstand a_{12} parametrisiert. Das hier gezeigte Diagramm zeigt die Ergebnisse für einen relativen Partikeldurchmesser von $x_1/x_2 = 1/50$ bei einer Anströmung von $u = 80 \text{ m s}^{-1}$	244
A.60	Abhängigkeit der Widerstandskraft in x -Richtung auf das Partikel x_1 in Abhängigkeit von dessen Abstand zu x_2 . Dabei wurde diese durch den Winkel θ und den relativen Partikelabstand a_{12} parametrisiert. Das Diagramm zeigt die Ergebnisse für einen relativen Partikeldurchmesser von $x_1/x_2 = 50/50$ bei einer Anströmung von $u = 80 \text{ m s}^{-1}$	244
A.61	Abhängigkeit der Widerstandskraft in z -Richtung auf das Partikel x_2 von dessen Abstand zu x_2 . Dabei wurde diese durch den Winkel θ und den relativen Partikelabstand a_{12} parametrisiert. Das Diagramm zeigt die Ergebnisse für einen relativen Partikeldurchmesser von $x_1/x_2 = 50/50$ bei einer Anströmung von $u = 80 \text{ m s}^{-1}$	245
A.62	Geschwindigkeitskonturdiagramm der Umtströmung zweier ruhender Partikel mit einem Durchmesser Verhältnis von $x_1/x_2 = 5/50$ bei einer Anströmung von $u = 8 \text{ m s}^{-1}$	245
A.63	Normalkraftkomponenten F_n in Abhängigkeit des Winkels θ bei der Translationsbewegung des Partikels x_1 . Dargestellt wurden hier der mit Hilfe aus der Simulation berechneten Kräfte bei der gleichförmigen Bewegung mit (schwarze Datenpunkte) und gegen (rote Datenpunkte) die eigentliche Hauptströmung. Zudem wurden hier die Tabellenwerte der stationären Berechnung entnommen und dargestellt (blauen Datenpunkte). Dann wurden diese Werte korrigiert durch die Widerstandskraft des Fluides bei der Relativgeschwindigkeit des Partikels x_1 (grüne und rosa Datenpunkte). Die korrigierten Datenpunkte entsprechen bereits relativ gut den simulierten Werten.	246
A.64	Tangentielle Kraftkomponenten F_n in Abhängigkeit des Winkels θ bei der Translationsbewegung des Partikels x_1 . Dieses Diagramm zeigt die Ergebnisse der aus der Simulation berechneten Kräfte bei der gleichförmigen Bewegung mit (schwarze Datenpunkte) und gegen (rote Datenpunkte) die eigentliche Hauptströmung. Zudem wurden hier die Tabellenwerte der stationären Berechnung entnommen und dargestellt (blauen Datenpunkte). Außerdem wurden diese Werte korrigiert durch die Widerstandskraft des Fluides bei der Relativgeschwindigkeit des Partikels x_1 (grüne und rosa Datenpunkte). Die korrigierten Datenpunkte entsprechen bereits sehr gut den simulierten Werten.	246
A.66	Querschnitt des Impaktors und die darin berechneten Partikeltrajektorien für Glaspartikel mit einem Durchmesser von $x = 8,18 \mu\text{m}$ bei einer Volumenströmung von $q_{V,D} = 75 \text{ l min}^{-1}$. Die Farben der Trajektorien zeigen die Partikelgeschwindigkeit an diesem Ort. Die Partikel können aufgrund ihrer Trägheit der Strömung in der Kurve nicht folgen und gelangen damit in das Probenentnahmerohr. Dort werden sie zum Partikelzähler abgesaugt. Diese Partikel werden also gezählt.	247
A.67	Betragsgeschwindigkeit im Schnitt an der Symmetrieebene des Impaktors, dargestellt durch die Farben. Die Strömung fließt hier entlang der x -Achse von rechts nach links und verlässt den Impaktor durch die Öffnung zur Abluft und zum optischen Partikelzähler. Die Volumenströmung durch den Windkanal war $q_{V,D} = 75 \text{ l min}^{-1}$	247
A.68	Betragsgeschwindigkeit im Schnitt an der Symmetrieebene des Impaktors, dargestellt durch die Farben. Die Strömung fließt hier entlang der x -Achse von rechts nach links und verlässt den Impaktor durch die Öffnung zur Abluft und zum optischen Partikelzähler. Die Volumenströmung durch den Windkanal war $q_{V,D} = 275 \text{ l min}^{-1}$	248
A.69	Bildsequenz der Berechnung der Partikeldynamik bei der Dispersion von einer Schüttung. Hier wurde eine sehr geringe Fluidgeschwindigkeit von $u = 5 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ im Windkanal betrachtet, so dass die Partikel stärker durch die Gravitationskraft beschleunigt werden, als durch die Fluidbewegung, so dass die Partikel beginnen auf die Schüttung zurück zu sinken. Dort kommt es zum Stoß mit den Partikeln in der Schüttung, der hier markiert wurde.	249
A.70	Berechnete Dynamik eines Agglomerats aus drei Partikeln in der durchgeführten Simulation. Zur besseren Darstellung der Bewegung wurde das Bild durch ein Bildverarbeitungsprogramm zugeschnitten und vergrößert.	250

A.71	Aufnahmen aus der numerischen Berechnung der Partikelbewegung in einer Düsengeometrie bei einer maximalen Volumenströmung von $q_V = 275 \text{ l min}^{-1}$ innerhalb der Messstrecke. Die Partikel sind über eine Agglomeratenidentifikationsnummer eingefärbt. Deagglomeriert eines der Partikel wird es dunkelblau. Nach einiger Zeit sind alle Agglomerate zerstört, da sie zu instabil waren. Der eingezeichnete Pfeil zeigt die Strömungsrichtung.	251
A.72	Aufnahme der Partikeldynamik von Glaspartikeln am Austritt der Düsengeometrie, aufgenommen bei einer Volumenströmung von $q_{V,T} = 275 \text{ l min}^{-1}$. Zuvor wurde auch hier die Strömung über eine Rampenfunktion langsam erhöht, deren Steigung auf $m_q = 10 \text{ l min}^{-1}$ eingestellt wurde. Da in beiden Bildern eindeutig die Bewegung von Agglomeraten zu erkennen ist, kann damit nachgewiesen werden, dass die Stabilität der Agglomerate im numerischen Modell zu gering gewählt wurde.	252
A.73	Vereinfachte Darstellung des Messraums für das verwendete Glaspulver aufgetragen gegen den verwendeten Einbau (X: kein Einbau), die maximale Volumenströmung $q_{V,\text{max}}$ und die Steigung der Strömung m_{q_V} . Jede der hier in diesem Raum eingezeichneten Kugeln steht für ein durchgeführtes Experiment, das mindestens einmal wiederholt wurde, um auch statistische Schwankungen erfassen zu können. Die Farben der Kugeln zeigen das Ergebnis der Antwort. Hier zeigen die Kugeln den Regressionsparameter x_{50} der Log-Normalen-Regression an die Größenverteilungen des optischen Partikelzählers.	255
A.74	Vereinfachte Darstellung des Messraums für das verwendete Keramikpulver aufgetragen gegen den verwendeten Einbau (X: kein Einbau), die maximale Volumenströmung $q_{V,\text{max}}$ und die Steigung der Strömung m_{q_V} . Jede der hier in diesem Raum eingezeichneten Kugeln steht für ein durchgeführtes Experiment, das mindestens einmal wiederholt wurde, um auch statistische Schwankungen erfassen zu können. Die Farben der Kugeln zeigen das Ergebnis der Antwort. Hier zeigt die Farbe der Kugeln die Anzahl der Partikel im konstanten Bereich dividiert durch die Zeitdauer des konstanten Bereichs.	256
A.75	Vereinfachte Darstellung des Messraums für das verwendete Laktosepulver SV003 aufgetragen gegen den verwendeten Einbau (X: kein Einbau), die maximale Volumenströmung $q_{V,\text{max}}$ und die Steigung der Strömung m_{q_V} . Jede der hier in diesem Raum eingezeichneten Kugeln steht für ein durchgeführtes Experiment, das mindestens einmal wiederholt wurde, um auch statistische Schwankungen erfassen zu können. Die Farben der Kugeln zeigen das Ergebnis der Antwort. Hier zeigt die Farbe der Kugeln die Gesamtanzahl der Partikel dividiert durch die Zeitdauer des gesamten Versuchsaufbaus.	257
A.76	Vereinfachte Darstellung des Messraums für das verwendete Laktose $5 \mu\text{m}$ Pulver aufgetragen gegen den verwendeten Einbau (X: kein Einbau), die maximale Volumenströmung $q_{V,\text{max}}$ und die Steigung der Strömung m_{q_V} . Jede der hier in diesem Raum eingezeichneten Kugeln steht für ein durchgeführtes Experiment, das mindestens einmal wiederholt wurde, um auch statistische Schwankungen erfassen zu können. Die Farben der Kugeln zeigen das Ergebnis der Antwort. Hier zeigt die Farbe der Kugeln die Gesamtanzahl der Partikel.	258



A Tabellenverzeichnis

1.1	Modellbeschreibung	3
2.1	Vergleich der beiden Modelle zur Beschreibung eines Kontaktes mit plastischer Deformation [Tykhoniuk u. a. 2007].	18
2.2	Zusammenfassung der in diesem Kapitel betrachteten Simulationsmodelle zur Beschreibung der Partikel-Partikel-Wechselwirkungen und ihre Bedeutung. Außerdem zeigt diese Tabelle in der Spalte "Modell", ob das genannte Modell in der im folgenden vorgestellten Modellerweiterung berücksichtigt wurde.	45
3.1	Die in dieser Arbeit verwendeten Pulver, deren verwendete Namen, Eigenschaften, Hersteller und Herstellerbezeichnungen.	48
3.2	Die für diese Arbeit wichtigen Größen zur Beschreibung der Partikel, die über das Malvern Morphology G2 vermessen wurden.	50
3.3	Literaturwerte der Hamaker-Konstante, die benötigt wurde zur Berechnung der van-der-Waals-Kraft der Partikel.	86
3.4	Liste der Parameter, die benutzt wurden zur Berechnung einer Tabelle der auf zwei Partikel wirkenden Kräfte aufgrund einer Fluidumströmung. Zur numerischen Berechnung der Strömungskräfte wurde ein 3-d Löser zum Berechnen der druckbasierten Navier-Stokes-Gleichungen gewählt.	90
3.5	Die in der Simulation der Partikeldispersion verwendeten Fluidgeschwindigkeiten, die schrittweise nacheinander am Strömungseinlass eingestellt wurden. Aus diesen Geschwindigkeiten kann die Volumenströmung bestimmt werden, so dass ein Vergleich mit den Ergebnissen des Experiments möglich ist.	96
4.1	Ergebnisse der nicht-linearen Regression der Bi-Log-Normalfunktion an die normierte Anzahl-Summenverteilung der Mikroskop-Messung für die verschiedenen, hier verwendeten Pulver. Der untere Bereich der Tabelle zeigt die aus der Regression bestimmten Parameter: der gemittelte Äquivalenzdurchmesser $x_{50,P}$ und die Standardabweichung s_P eines runden Partikels mit der gleichen Projektionsfläche. Diese Werte wurden nach Kapitel A.1 bestimmt.	101
4.2	Ergebnisse der Messung der Schüttwinkel α der verschiedenen Pulver. Aus dem Schüttwinkel wurde über Gl. 3.1 der Haftreibungskoeffizient gebildet.	106
4.3	Ergebnis der nicht-linearen Regression von Gl. 2.48 an die Messdaten der verschiedenen Pulver:	110
4.4	Tabelle der Parameter p , die durch eine Regression der Bi-Log-Normalfunktion an die Partikelgrößenverteilung bestimmt wurden. Dieser Parameter gibt das Verhältnis der beiden Verteilungen (kleine zu großen Partikeln) wieder. In den linken Spalten ist das Regressionsergebnis der Größenverteilung der unbeeinflussten Pulver zu sehen. In den rechten Spalten das Ergebnis des Pulvers, nachdem es die schiefe Ebene heruntergerutscht war.	116
4.5	Diese Tabelle zeigt das Ergebnis des Regressionsparameters B und den daraus berechneten Rollreibungskoeffizienten μ_R	118
4.6	Verschiedene Eigenschaften, die der Bildbetrachter auswählen konnte, um die Partikeldynamik näher charakterisieren zu können. Nach der Auswahl wurde für jedes Bild eine entsprechende Summe inkrementiert. Zudem wurden dabei aus der logischen Konsequenz die Partikel oder Agglomerat-Summe entsprechend mit erhöht. Anschließend konnten diese Summen pro Bild weiter ausgewertet werden.	150

4.7	Ergebnis der Regression der normalen Stöße der Partikel mit der Wand bei den ungedämpften Stößen, die durch eine einfache Sinusfunktion angepasst wurden.	162
4.8	Berechneter Gesamtimpuls und Gesamtenergie des Systems zum Start und Ende der Simulation. Hierzu wurden die Partikelgeschwindigkeiten korrigiert um die durch die Strömungswiderstandskraft hervorgerufene Geschwindigkeitsänderung. Die oberen Diagrammspalten zeigen die Simulationsergebnisse ohne, die unteren Spalten mit einer Dämpfung um $k = 0,25$. .	166
4.9	Ergebnisse der Bestimmung der Relativgeschwindigkeiten, die mit Gl. 4.3 aus den Differenzen der Kraftkomponenten F_t berechnet werden. Die linke Spalte zeigt die definierte Rotationsgeschwindigkeit des Partikels x_2 , die mittlere Spalte die errechnete Relativgeschwindigkeit bei der Partikelbewegung mit und die rechte Spalte gegen die Fluidströmung.	176
4.10	Die Namen der aus den Simulationen erzeugten Videos in Abhängigkeit der dabei verwendeten Strömungsgeschwindigkeiten. Die Videos zeigen die Dispersion der Partikel von der Pulverschüttung. Hierbei wurden die Partikel mit den Materialeigenschaften des Glaspulvers definiert. Die Farbe der Partikel zeigt deren Geschwindigkeit.	181
4.11	Ergebnisse der Berechnung des Stoßfaktors k für vier beispielhafte Partikel. Zur Berechnung dieser Größe musste zunächst die Geschwindigkeit vor v und nach dem Stoß v' bestimmt werden.	187
A.1	Mittelwert und Standardabweichung der Messwerte der Umgebungseigenschaften über den gesamten Zeitraum der Messungen. Es wurden Temperatur (ϑ), Feuchte (H) und Luftdruck (p) im Raum (Raum), sowie Temperatur und Feuchte der Druckluft (Druck) bestimmt, die zur Erzeugung der Volumenströmung verwendet wurde.	199
A.2	Literaturwerte der Brechungsindizes der hier verwendeten Materialien und des Kalibrierstandards (Latex: PS). Da Keramik eine spezielle Zusammensetzung aufweist, konnte für das verwendete Pulver kein eindeutiger Brechungsindex gefunden werden. Stattdessen wurde ein Index aus den Indizes der Einzelkomponenten prozentual berechnet. ([*]: [Filmetrics Europe GmbH 11.03.2012])	202
A.3	Eingestellte Volumenflussraten am Düseneinlass $q_{V,D}$ und Auslass zum optischen Partikelzähler $q_{V,P}$ zur Bestimmung des Verhaltens von Fluidströmung und Partikeldynamik im virtuellen Impaktor.	204
A.4	Tabelle der bestimmten Verteilungsfaktoren q_i und Klassengrößen x_{Klasse} zur Berechnung der Partikelanzahl n_i in der Klasse i . Diese Anzahl wird benötigt um die Startbedingung für die numerische Berechnung der Partikelbewegung zu generieren. Durch die Normierung der Verteilungsfaktoren kann diese Anzahl über Gl. 4.1 berechnet werden. Tabelle wird mit Tab. A.5 fortgesetzt.	214
A.5	Tabelle der bestimmten Verteilungsfaktoren q_i und Klassengrößen x_{Klasse} zur Berechnung der Partikelanzahl n_i in der Klasse i . Diese Anzahl wird benötigt um die Startbedingung für die numerische Berechnung der Partikelbewegung zu generieren. Durch die Normierung der Verteilungsfaktoren kann diese Anzahl über Gl. 4.1 berechnet werden.	214
A.6	Auflistung der durchgeführten Versuche zur Bestimmung des Partikelverhaltens in einer Düse und bei einer Wandimpaktion.	259

A Literaturverzeichnis

- [Adi u. a. 2007] ADI, Handoko ; LARSON, Ian ; STEWART, Peter: Laser diffraction particle sizing of cohesive lactose powders. In: *Powder Technology* 179 (2007), Nr. 1–2, S. 90–94. – ISSN 0032-5910
- [Ai u. a. 2011/01/30] AI, Jun ; CHEN, Jian F. ; ROTTER, J. M. ; OOI, Jin Y.: Assessment of rolling resistance models in discrete element simulations. In: *Powder Technology* 206 (2011/01/30), Nr. 3, S. 269–282. – ISSN 0032-5910
- [Baron und Willeke 2005] BARON, Paul A. ; WILLEKE, Klaus: *Aerosol Measurement: Principles, Techniques, and Applications*. 2. Wiley-Interscience, 2005. – ISBN 978-0471784920
- [Becker 2010] BECKER, Frank-Michael: *Formeln und Tabellen für die Sekundarstufen I und II: für die Sekundarstufe I und II*. 1. Aufl., [12. Dr.]. Berlin : Duden-Paetec-Schulbuchverl, 2010. – ISBN 3-89517-253-7
- [Becker 2008] BECKER, Michael: *Die physikalische Erzeugung von Aerosolen mittels Synthetic Jets*. Mainz, Johannes-Gutenberg Universität Mainz, Dissertation, 2008
- [Becker 2009] BECKER, Michael: Aerosolentstehung aus Pulvern: Simulation & experimentelle Validierung. In: ANSYS GERMANY GMBH (Hrsg.) ; CADFEM (Hrsg.): *Conference Proceeding 2009*, 2009
- [Becker 2011] BECKER, Michael: Von der Pulverschüttung zum Aerosol: Simulation und experimentelle Überprüfung. In: ANSYS GERMANY GMBH (Hrsg.) ; CADFEM (Hrsg.): *Conference Proceedings 2011*, 2011
- [Becker u. a. 2009a] BECKER, Michael ; KRÖGER, Ralf ; WACHTEL, Herbert: Die Entwicklung eines DPDP-Modells zur Simulierung des Dispergierungsvorganges eines Pulvers zum Aerosol. In: DECHEMA e.V. (Hrsg.) ; VDI-GVC (Hrsg.): *Jahrestreffen der Fachausschüsse Agglomerations- & Schüttguttechnik und Trocknungstechnik*, 2009
- [Becker u. a. 2009b] BECKER, Michael ; KRÖGER, Ralf ; WYNN, Ed: Developments in Techniques for Simulation of Particles In and From Inhalers Using Computational Fluid Dynamics. In: DALBY, R.N (Hrsg.) ; BYRON, P.R (Hrsg.) ; PEART, J. (Hrsg.) ; SUMAN, J.D (Hrsg.) ; YOUNG, P.M.P (Hrsg.): *RDD Europe 2009* Bd. 2, 2009, S. 231–234. – ISBN 1-933722-31-2
- [Becker und Wachtel 2008] BECKER, Michael ; WACHTEL, Herbert: Eine dynamische 2D-Simulation eines Synthetic Jets. In: ANSYS GERMANY GMBH (Hrsg.) ; CADFEM (Hrsg.): *Conference Proceedings 2008*, 2008
- [Becker u. a. 2008] BECKER, Michael ; WACHTEL, Herbert ; BORRMANN, Stephan: Development of an Electrodynamic Aerosol Generator. In: DALBY, R.N (Hrsg.) ; BYRON, P.R (Hrsg.) ; PEART, J. (Hrsg.) ; SUMAN, J.D (Hrsg.) ; FARR, S.J (Hrsg.) ; YOUNG, P.M.P (Hrsg.): *Respiratory Drug Delivery 2008* Bd. 2, 2008, S. 561–564. – ISBN 1-933722-22-3
- [Becker u. a. 2010] BECKER, Michael ; WACHTEL, Herbert ; KRÖGER, Ralf ; TROPEA, Cameron: Discrete Particle-Particle Simulations of Medical Aerosols: Cohesion and Adhesion are Not the Whole Story. In: DALBY, R.N (Hrsg.) ; BYRON, P.R (Hrsg.) ; PEART, J. (Hrsg.) ; SUMAN, J.D (Hrsg.) ; FARR, S.J (Hrsg.) ; YOUNG, P.M.P (Hrsg.): *Respiratory Drug Delivery 2010* Bd. 2, 2010, S. 435–438. – ISBN 1-933722-42-8
- [Becker u. a. 2011] BECKER, Michael ; WACHTEL, Herbert ; TROPEA, Cameron: Numerical and experimental study of Dry Powder Aerosols. In: *Journal of Aerosol Medicine and Pulmonary Drug Delivery* 24 (2011), Nr. 3, S. 45

- [Begat u. a. 2004a] BEGAT, P. ; MORTON, D. A. V. ; STANFORTH, J. N. ; PRICE, R.: The Cohesive-Adhesive Balances in Dry Powder Inhaler Formulations I: Direct Quantification by Atomic Force Microscopy. In: *Pharmaceutical Research* 21 (2004), Nr. 9, S. 1591–1597
- [Begat u. a. 2004b] BEGAT, P. ; MORTON, D. A. V. ; STANFORTH, J. N. ; PRICE, R.: The Cohesive-Adhesive Balances in Dry Powder Inhaler Formulations II: Influence on Fine Particle Delivery Characteristics. In: *Pharmaceutical Research* 21 (2004), Nr. 10, S. 1826–1833
- [Bergh u. a. 2007] BERGH, Jöran ; EKSTEDT, Frederik ; LINDBERG, Martin ; STERN, M.: *Wavelets mit Anwendungen in Signal- und Bildverarbeitung*. 1. Berlin Heidelberg : Springer Verlag, 2007. – ISBN 978-3-540-49011-1
- [Bergmann u. a. 1998] BERGMANN, Ludwig (Hrsg.) ; SCHAEFER, Clemens (Hrsg.) ; DORFMÜLLER, Thomas (Hrsg.) ; HERING, Wilhelm T. (Hrsg.) ; STIERSTADT, Klaus (Hrsg.) ; FISCHER, Günther (Hrsg.): *Bergmann/Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik*. Bd. 1: *Mechanik, Relativität, Wärme: Band 1*. 11., völlig neubearb. Berlin : Walter de Gruyter & Co., 1998. – ISBN 978-3-11-012870-3
- [Bergmann u. a. 2005] BERGMANN, Ludwig (Hrsg.) ; SCHAEFER, Clemens (Hrsg.) ; KASSING, Rainer (Hrsg.) ; KASSING, R. (Hrsg.): *Festkörper: Band 6*. Bd. 6. 2. Berlin : Walter de Gruyter & Co. and De Gruyter, 2005. – ISBN 978-3110174854
- [Bergmann u. a. 1999] BERGMANN, Ludwig (Hrsg.) ; SCHAEFER, Clemens (Hrsg.) ; RAITH, Wilhelm (Hrsg.): *Bergmann/Schäfer: Lehrbuch der Experimentalphysik*. Bd. 2: *Elektromagnetismus: Band 2*. 8. Berlin : Walter de Gruyter & Co., 1999. – ISBN 978-3-11-016097-0
- [Biasi u. a. 2001] BIASI, L. ; REYES, A. d. los ; REEKS, M. W. ; SANTI, G. F. d.: Use of a simple model for the interpretation of experimental data on particle resuspension in turbulent flows. In: *Journal of Aerosol Science* 32 (2001), Nr. 10, S. 1175–1200. – ISSN 0021-8502
- [Bicanic 2004] BICANIC, Nenad: Discrete Element Methods. In: STEIN, Erwin (Hrsg.) ; BORST, Rene d. (Hrsg.) ; HUGHES, Thomas J. (Hrsg.): *Volume 1: Fundamentals*. John Wiley & Sons, 2004 (Encyclopedia of Computational Mechanics), S. 311–337. – ISBN 0-470-84699-2
- [Boer u. a. 2003] BOER, A. H. d. ; HAGEDOORN, P. ; GJALTEMA, D. ; GOEDE, J. ; FRIJLINK, H. W.: Air classifier technology (ACT) in dry powder inhalation Part 1. Introduction of a novel force distribution concept (FDC) explaining the performance of a basic air classifier on adhesive mixtures. In: *International Journal of Pharmaceutics* 260 (2003), Nr. 2, S. 187–200
- [Bradshaw und Pankhurst 1964] BRADSHAW, P. ; PANKHURST, R. C.: The design of low-speed wind tunnels. In: *Prog Aerosp Sci* 5 (1964), Nr. C, S. 1–69. – ISSN 03760421 (ISSN)
- [Bragg und Gregorek 1987] BRAGG, M. B. ; GREGOREK, G. M.: EXPERIMENTAL STUDY OF AIRFOIL PERFORMANCE WITH VORTEX GENERATORS. In: *J Aircr* 24 (1987), Nr. 5, S. 305–309. – ISSN 00218669 (ISSN)
- [Bresges und Urbanetz 2008/11/20] BRESGES, Carsten ; URBANETZ, Nora A.: Determination of the minimum number of spacer particles ensuring non-contact between host particles – A new approach by numerical modelling. In: *Powder Technology* 187 (2008/11/20), Nr. 3, S. 260–272. – ISSN 0032-5910
- [Butt u. a. 2010] BUTT, Hans J. ; GRAF, Karlheinz ; KAPPL, Michael: *Physics and Chemistry of Interfaces*. Second, Revised and Enlarged Edition. Weinheim : WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010. – ISBN 978-3-527-40629-6
- [Butt und Kappl 2010] BUTT, Hans J. ; KAPPL, Michael: *Surface and Interfacial Forces*. 1. Auflage. Weinheim : WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010. – ISBN 978-3527408498
- [Capella und Dietler 1999] CAPELLA, B. ; DIETLER, G.: Force-distance curve by atomic force microscopy. In: *Surface Science Reports* 34 (1999), S. 1–104
- [Carpick u. a. 1999/03/15] CARPICK, Robert W. ; OGLETREE, D. F. ; SALMERON, Miquel: A General Equation for Fitting Contact Area and Friction vs Load Measurements. In: *Journal of Colloid and Interface Science* 211 (1999/03/15), Nr. 2, S. 395–400. – ISSN 0021-9797

-
- [Chang u. a. 2000] CHANG, S. G. ; YU, B. ; VETTERLI, M.: Wavelet thresholding for multiple noisy image copies. In: *IEEE Transactions on Image Processing* 9 (2000), Nr. 9, S. 1631–1635
- [Cheng 2009/02/13] CHENG, Nian S.: Comparison of formulas for drag coefficient and settling velocity of spherical particles. In: *Powder Technology* 189 (2009/02/13), Nr. 3, S. 395–398. – ISSN 0032-5910
- [Claesson u. a. 1996/09/02] CLAESSON, P. M. ; EDERTH, T. ; BERGERON, V. ; RUTLAND, M. W.: Techniques for measuring surface forces. In: *Advances in Colloid and Interface Science* 67 (1996/09/02), S. 119–183. – ISSN 00018686 (ISSN)
- [Cundall 1988] CUNDALL, P. A.: Formulation of a three-dimensional distinct element model-Part I. A scheme to detect and represent contacts in a system composed of many polyhedral blocks. In: *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences and* 25 (1988), Nr. 3, S. 107–116. – ISSN 01489062 (ISSN)
- [Cundall und Strack 1979] CUNDALL, P. A. ; STRACK, O. D. L.: A discrete numerical model for granular assemblies. In: *Geotechnique* 29 (1979), Nr. 1, S. 47–65. – ISSN 00168505 (ISSN)
- [Derjaguin u. a. 1975] DERJAGUIN, B. V. ; MULLER, V. M. ; TOPOROV, Yu P.: Effect of contact deformations on the adhesion of particles. In: *J. Colloid Interface Sci* 53 (1975), Nr. 2, S. 314–326. – ISSN 00219797 (ISSN)
- [DIN Deutsches Institut für Normung e.V.] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Formelzeichen - Formelzeichen für die Strömungsmechanik*
- [DIN Deutsches Institut für Normung e.V. 1985] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Partikelgrößenanalyse - Formelzeichen, Einheiten.* 1985
- [DIN Deutsches Institut für Normung e.V. 1995] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Grundlagen der Meßtechnik - Teil 1: Grundbegriffe.* 1995
- [DIN Deutsches Institut für Normung e.V. 1996] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Grundlagen der Meßtechnik - Teil 3: Auswertung von Messungen einer einzelnen Meßgröße, Meßunsicherheit.* 1996
- [DIN Deutsches Institut für Normung e.V. 1999] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Grundlagen der Meßtechnik - Teil 4: Auswertung von Messungen; Meßunsicherheit.* 1999
- [DIN Deutsches Institut für Normung e.V. 2004] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Darstellung der Ergebnisse von Partikelgrößenanalysen - Teil 1: Grafische Darstellung.* 2004
- [DIN Deutsches Institut für Normung e.V. 2005] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Grundlagen der Messtechnik - Teil 2: Begriffe für Messmittel.* 2005
- [DIN Deutsches Institut für Normung e.V. 2006a] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Darstellung der Ergebnisse von Partikelgrößenanalysen - Teil 2: Berechnung von mittleren Partikelgrößen/-durchmessern und Momenten aus Partikelgrößenverteilungen.* 2006
- [DIN Deutsches Institut für Normung e.V. 2006b] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V.: *Größen und Einheiten - Teil 6: Elektromagnetismus.* 2006
- [Donoho 1993] DONOHO, David L. (Hrsg.): *Nonlinear Wavelet Methods for Recovery of Signals, Densities, and Spectra from Indirect and Noisy Data.* American Mathematical Society, 1993
- [Du Prieur Plessis 1994] DU PRIEUR PLESSIS, J.: Analytical quantification of coefficients in the Ergun equation for fluid friction in a packed bed. In: *Transp Porous Med* 16 (1994), Nr. 2, S. 189–207. – ISSN 01693913 (ISSN)
- [Fahrmeir u. a. 2009] FAHRMEIR, Ludwig ; KÜNSTLER, Rita ; PIGEOT, Rita ; TUTZ, Gerhard: *Statistik: Der Weg zur Datenanalyse.* erste Auflage. Berlin : Springer Verlag, 2009
- [Feng und Owen 2002] FENG, Y. T. ; OWEN, D. R. J.: An augmented spatial digital tree algorithm for contact detection in computational mechanics. In: *SO: International Journal for Numerical Methods in Engineering* 55 (2002), Nr. 2, S. 159–176

-
- [Fiebig 1998] FIEBIG, M.: Vortices, generators and heat transfer. In: *Chem. Eng. Res. Des* 76 (1998), Nr. 2, S. 108–123. – ISSN 02638762 (ISSN)
- [Fiebig u. a. 1989] FIEBIG, M. ; BROCKMEIER, U. ; MITRA, N. K. ; GUENTERMANN, T.: Structure of velocity and temperature fields in laminar channel flows with longitudinal vortex generators. In: *Numer Heat Transfer* 15 (1989), Nr. 3, S. 281–302. – ISSN 01495720 (ISSN)
- [Filmetrics Europe GmbH 11.03.2012] FILMETRICS EUROPE GMBH ; FILMETRICS EUROPE GMBH (Hrsg.): *Brechungsindexdatenbank*. 11.03.2012
- [Finlay 2001] FINLAY, Warren H.: *The Mechanics of Inhaled Pharmaceutical Aerosols: An Introduction*. 1. Academic Press, 2001. – ISBN 978-0122569715
- [Geldart u. a. 2009/03/05] GELDART, D. ; ABDULLAH, E. C. ; VERLINDEN, A.: Characterisation of dry powders. In: *Powder Technology* 190 (2009/03/05), Nr. 1-2, S. 70–74. – ISSN 0032-5910
- [Hain u. a. 2007] HAIN, Rainer ; KÄHLER, Christian ; TROPEA, Cam: Comparison of CCD, CMOS and intensified cameras. In: *Experiments in Fluids* 42 (2007), S. 403–411. – ISSN 0723-4864
- [Han und Tewfik 1998] HAN, Keesook J. ; TEWFIK, Ahmed H.: Hybrid wavelet transform filter for image recovery. In: *IEEE International Conference on Image Processing* 1 (1998), S. 540–544
- [Hart u. a. 1988] HART, R. ; CUNDALL, P. A. ; LEMOS, J.: Formulation of a three-dimensional distinct element model-Part II. Mechanical calculations for motion and interaction of a system composed of many polyhedral blocks. In: *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences and* 25 (1988), Nr. 3, S. 117–125. – ISSN 01489062 (ISSN)
- [Hatzinger u. a. 2011] HATZINGER, Reinhold ; HORNIK, Kurt ; NAGEL, Herbert: *R: Einführung durch angewandte Statistik*. 1. Auflage. München : Pearson Studium, 2011. – ISBN 978-3868940602
- [Heim u. a. 1999] HEIM, Lars-Oliver ; BLUM, Jürgen ; PREUSS, Markus ; BUTT, Hans-Jürgen: Adhesion and Friction Forces between Spherical Micrometer-Sized Particles. In: *Phys. Rev. Lett* 83 (1999), S. 3328–3331
- [Hinds 1999] HINDS, William C.: *Aerosol Technology: Properties, Behavior, and Measurement of Airborne Particles: Properties, Behaviour and Measurement of Airborne Particles*. 2. New York : John Wiley & Sons, 1999. – ISBN 978-0-471-19410-1
- [Höhner u. a. 2011/04/10] HÖHNER, D. ; WIRTZ, S. ; KRUGGEL-EMDEN, H. ; SCHERER, V.: Comparison of the multi-sphere and polyhedral approach to simulate non-spherical particles within the discrete element method: Influence on temporal force evolution for multiple contacts. In: *Powder Technology* 208 (2011/04/10), Nr. 3, S. 643–656. – ISSN 0032-5910
- [Ibrahim u. a. 2004/07] IBRAHIM, A. H. ; DUNN, P. F. ; BRACH, R. M.: Microparticle detachment from surfaces exposed to turbulent air flow: Effects of flow and particle deposition characteristics. In: *Journal of Aerosol Science* 35 (2004/07), Nr. 7, S. 805–821. – ISSN 0021-8502
- [Ibrahim u. a. 2008] IBRAHIM, A. H. ; DUNN, P. F. ; QAZI, M. F.: Experiments and validation of a model for microparticle detachment from a surface by turbulent air flow. In: *Journal of Aerosol Science* 39 (2008), Nr. 8, S. 645–656. – ISSN 0021-8502
- [Internation Organisation for Standardization 2005] INTERNATIONAL ORGANISATION FOR STANDARDIZATION: *Representation of results of particle size analysis - Part 5: Methods of calculation relating to particle size analyses using logarithmic normal probability distribution*. 2005
- [Internation Organisation for Standardization 2009] INTERNATIONAL ORGANISATION FOR STANDARDIZATION: *Quantities and units - Part 2: Mathematical signs and symbols to be used in the natural sciences and technology*. 2009
- [International Organisation for Standardization 01.05.2007] INTERNATIONAL ORGANISATION FOR STANDARDIZATION: *Quantities and units - Part 5: Thermodynamics*. 01.05.2007

-
- [International Organisation for Standardization 2006a] INTERNATIONAL ORGANISATION FOR STANDARDIZATION: *Quantities and units - Part 3: Space and time*. 2006
- [International Organisation for Standardization 2006b] INTERNATIONAL ORGANISATION FOR STANDARDIZATION: *Quantities and units - Part 4: Mechanics*. 2006
- [International Organisation for Standardization 2008a] INTERNATIONAL ORGANISATION FOR STANDARDIZATION: *Quantities and units - Part 11: Characteristic numbers*. 2008
- [International Organisation for Standardization 2008b] INTERNATIONAL ORGANISATION FOR STANDARDIZATION: *Quantities and units - Part 7: Light*. 2008
- [Ireland 2010/3/10] IRELAND, Peter M.: Triboelectrification of particulate flows on surfaces: Part I — Experiments. In: *Powder Technology* 198 (2010/3/10), Nr. 2, S. 189–198. – ISSN 0032-5910
- [Iwashita und Oda 1998] IWASHITA, K. ; ODA, M.: Rolling resistance at contacts in simulation of shear band development by DEM. In: *J.Eng.Mech* 124 (1998), Nr. 3, S. 285–292. – ISSN 07339399 (ISSN)
- [Jiang u. a. 2005/07] JIANG, M. J. ; YU, H. S. ; HARRIS, D.: A novel discrete model for granular material incorporating rolling resistance. In: *Computers and Geotechnics* 32 (2005/07), Nr. 5, S. 340–357. – ISSN 0266-352X
- [Jiao u. a. 1998] JIAO, Dan ; XU, Shan-jia ; WU, Xianliang ; LI, Shixiong: Recovery of signal from transient responses contaminated by Gaussian white noise based on orthogonal bases of compactly supported wavelets in frequency domain. In: *IEEE Antennas and Propagation Society, AP-S International Symposium (Digest)* 3 (1998), S. 1736–1739
- [Johnson und Greenwood 1997/08/15] JOHNSON, K. L. ; GREENWOOD, J. A.: An Adhesion Map for the Contact of Elastic Spheres. In: *Journal of Colloid and Interface Science* 192 (1997/08/15), Nr. 2, S. 326–333
- [Kalman u. a. 2005/12/06] KALMAN, Haim ; SATRAN, Andrei ; MEIR, Dikla ; RABINOVICH, Evgeny: Pickup (critical) velocity of particles. In: *Powder Technology* 160 (2005/12/06), Nr. 2, S. 103–113. – ISSN 0032-5910
- [Kröger u. a. 2012] KRÖGER, Ralf ; WOOLHOUSE, Robert ; BECKER, Michael ; WACHTEL, Herbert ; BOER, Anne de ; HORNER, Marc: Computational Modelling for Dry-Powder Inhalers. In: *Pulmonary & nasal drug delivery: new devices, manufacturing equipment and modelling techniques / ONdrugDelivery* 31 (2012), S. 30–33
- [Kruggel-Emden u. a. 2007/02/26] KRUGGEL-EMDEN, H. ; SIMSEK, E. ; RICKELT, S. ; WIRTZ, S. ; SCHERER, V.: Review and extension of normal force models for the Discrete Element Method. In: *Powder Technology* 171 (2007/02/26), Nr. 3, S. 157–173. – ISSN 0032-5910
- [Kruggel-Emden u. a. 2008] KRUGGEL-EMDEN, H. ; WIRTZ, S. ; SCHERER, V.: A study on tangential force laws applicable to the discrete element method (DEM) for materials with viscoelastic or plastic behavior. In: *Chem.Eng.Sci* 63 (2008), Nr. 6, S. 1523–1541. – ISSN 00092509 (ISSN)
- [Krupp 1967] KRUPP, H.: Particle Adhesion Theory and Experiment. In: *Advances in Colloid and Interface Science* 1 (1967), Nr. 2, S. 111–239. – ISSN 00018686 (ISSN)
- [Krupp und Sperling 2004] KRUPP, H. ; SPERLING, G.: Theory of Adhesion of Small Particles. In: *Journal of Applied Physics* 37 (2004), S. 4176
- [Kuhn und Bagi] KUHN, Matthew R. ; BAGI, Katalin: *Particle Rolling and its effects in granular Materials*
- [Kulmala 1993] KULMALA, M.: Condensational growth and evaporation in the transition regime: An analytical expression. In: *AEROSOL SCI. TECHNOL* 19 (1993), Nr. 3, S. 381–388. – ISSN 02786826 (ISSN)
- [Kümmel 2007] KÜMMEL, Wolfgang: *Technische Strömungsmechanik: Theorie und Praxis*. 3. Wiesbaden : Vieweg+Teubner, 2007. – ISBN 978-3-8351-0141-8

-
- [Lewis u. a. 2005] LEWIS, Roland W. ; GETHIN, David T. ; YANG, Xinsche S. ; ROWE, Ray C.: A combined finite-discrete element method for simulating pharmaceutical powder tableting. In: *SO: International Journal for Numerical Methods in Engineering* 62 (2005), Nr. 7, S. 853–869
- [Lian u. a. 1993/11] LIAN, Guoping ; THORNTON, Colin ; ADAMS, Michael J.: A Theoretical Study of the Liquid Bridge Forces between Two Rigid Spherical Bodies. In: *Journal of Colloid and Interface Science* 161 (1993/11), Nr. 1, S. 138–147. – ISSN 0021-9797
- [Loo und Cork 1988] LOO, B. W. ; CORK, C. P.: Development of high efficiency virtual impactors. In: *AEROSOL SCI. TECHNOL* 9 (1988), Nr. 3, S. 167–176. – ISSN 02786826 (ISSN)
- [Luding 1994/10/28] LUDING, S.: *Models and Simulations of granular materials*. Freiburg i. Br, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg i. Br, Dissertation, 1994/10/28
- [Luding 1997/07/23] LUDING, S.: *Die Physik kohäsionsloser granularer Medien*. Stuttgart, Universität Stuttgart, Dissertation, 1997/07/23
- [Luding 2008] LUDING, S.: Cohesive, frictional powders: contact models for tension. In: *Granular Matter* 19 (2008), Nr. 4, S. 235–246
- [Malvern Instruments Ltd 2006] MALVERN INSTRUMENTS LTD ; MALVERN INSTRUMENTS LTD (Hrsg.): *Morphology G2: User Manual*. 2006
- [Marple und Chien 1980] MARPLE, Virgil A. ; CHIEN, Chung M.: Virtual impactors: a theoretical study: Environmental Science & Technology. In: *Environ. Sci. Technol* 14 (1980), Nr. 8, S. 976–985. – ISSN 0013-936X
- [Matuttis u. a. 2000/04/03] MATUTTIS, H. G. ; LUDING, S. ; HERRMANN, H. J.: Discrete element simulations of dense packings and heaps made of spherical and non-spherical particles. In: *Powder Technology* 109 (2000/04/03), Nr. 1-3, S. 278–292. – ISSN 0032-5910
- [Maugis 1992] MAUGIS, D.: Adhesion of spheres: The JKR-DMT transition using a dugdale model. In: *J. Colloid Interface Sci* 150 (1992), Nr. 1, S. 243–269. – ISSN 00219797 (ISSN)
- [Megias-Alguacil und Gauckler 2010/03/10] MEGIAS-ALGUACIL, David ; GAUCKLER, Ludwig J.: Analysis of the capillary forces between two small solid spheres binded by a convex liquid bridge. In: *Powder Technology* 198 (2010/03/10), Nr. 2, S. 211–218. – ISSN 0032-5910
- [Mehta und Bradshaw 1979] MEHTA, R. D. ; BRADSHAW, P.: Design rules for small low speed wind tunnels. In: *Aeronaut J* 83 (1979), Nr. 827, S. 443–449. – ISSN 00019240 (ISSN)
- [Michrafy u. a. 2002/11/05] MICHRAFY, A. ; RINGENBACHER, D. ; TCHORELOFF, P.: Modelling the compaction behaviour of powders: application to pharmaceutical powders. In: *Powder Technology* 127 (2002/11/05), Nr. 3, S. 257–266. – ISSN 0032-5910
- [Millikan 1911] MILLIKAN, R. A.: The Isolation of an Ion, a Precision Measurement of its Charge, and the Correction of Stokes's Law. In: *Phys. Rev. (Series I)* 32 (1911), Apr, S. 349–397. – URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSeriesI.32.349>
- [Morel 1975/06] MOREL, T.: Comprehensive Design of Axisymmetric Wind Tunnel Contractions. In: *Journal of fluids engineering* 97 (1975/06), Nr. 2, S. 225–233
- [Morsi und Alexander 1972] MORSI, S. A. ; ALEXANDER, A. J.: An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems. In: *Journal of Fluid Mechanics* 55 (1972), Nr. 02, S. 193–208
- [Munjiza 2004] MUNJIZA, Antonio: *The Combined Finite-Discrete Element Method*. 1. Chichester, UK : John Wiley & Sons, 2004. – ISBN 978-0-470-84199-0
- [Münz und Rumpf 1977] MÜNZ, Gernot ; RUMPF, Hans: Entwicklung eines Ringschergerätes zur Messung der Fließeigenschaften von Schüttgütern. In: *Chemie Ingenieur Technik* 49 (1977), Nr. 3, S. 253–253. – ISSN 1522-2640

-
- [Murison u. a. 2008] MURISON, Richard ; PANARELLO, Tullio ; REID, Benoit ; BOULA-PICARD, Reynald: *Method and system for a pulsed laser source emitting shaped optical waveforms*. 2008
- [Nichols und Wynn 2008] NICHOLS, Steven C. ; WYNN, Ed: New Approaches to Optimizing Dispersion in Dry Powder Inhalers - Dispersion Force Mapping and Adhesion Measurements. In: DALBY, Richard N. (Hrsg.) ; BYRON, Peter R. (Hrsg.) ; PEART, Joanne (Hrsg.) ; SUMAN, Julie D. (Hrsg.) ; FARR, Stephen J. (Hrsg.) ; YOUNG, Paul M. (Hrsg.) ; NICHOLS, Steven C. (Hrsg.) ; WYNN, Ed (Hrsg.): *Respiratory Drug Delivery 2008* Bd. 1. Virginia Commonwealth University : Davis Healthcare International Publishing, River Grove, Illinois, USA, 2008, S. 175–184. – ISBN 1-933722-21-5
- [Papathanasiou u. a. 2001] PAPATHANASIOU, T. D. ; MARKICEVIC, B. ; DENDY, E. D.: A computational evaluation of the Ergun and Forchheimer equations for fibrous porous media. In: *Phys. Fluids* 13 (2001), Nr. 10, S. 2795–2804. – ISSN 10706631 (ISSN)
- [Peter M. 2010/3/10] PETER M., Ireland: Triboelectrification of particulate flows on surfaces: Part II — Mechanisms and models. In: *Powder Technology* 198 (2010/3/10), Nr. 2, S. 199–210. – ISSN 0032-5910
- [Popov 2009] POPOV, Valentin L.: *Kontaktmechanik und Reibung: Ein Lehr- und Anwendungsbuch von der Nanotribologie bis zur numerischen Simulation*. 2., überarbeitete Auflage. Berlin : Springer Verlag Heidelberg Berlin, 2009. – ISBN 978-3-642-13301-5
- [Pudasaini und Hutter 2006] PUDASAINI, S. P. ; HUTTER, Kolumban: *Avalanche Dynamics: Dynamics of Rapid Flows of Dense Granular Avalanches*. 1. Springer, 2006. – ISBN 978-3540326861
- [Rabinovich und Kalman 2007/07/10] RABINOVICH, Evgeny ; KALMAN, Haim: Pickup, critical and wind threshold velocities of particles. In: *Powder Technology* 176 (2007/07/10), Nr. 1, S. 9–17. – ISSN 0032-5910
- [Rabinovich und Kalman 2009/06/25a] RABINOVICH, Evgeny ; KALMAN, Haim: Incipient motion of individual particles in horizontal particle-fluid systems: A. Experimental analysis. In: *Powder Technology* 192 (2009/06/25), Nr. 3, S. 318–325. – ISSN 0032-5910
- [Rabinovich und Kalman 2009/06/25b] RABINOVICH, Evgeny ; KALMAN, Haim: Incipient motion of individual particles in horizontal particle-fluid systems: B. Theoretical analysis. In: *Powder Technology* 192 (2009/06/25), Nr. 3, S. 326–338. – ISSN 0032-5910
- [Rosenfeld u. a. 1998] ROSENFELD, M. ; RAMBOD, E. ; GHARIB, M.: Circulation and formation number of laminar vortex rings. In: *J. Fluid Mech* 376 (1998), S. 297–318. – ISSN 00221120 (ISSN)
- [Rowe u. a. 2006] ROWE, Raymond C. ; OWEN, Sian C. ; SHESKEY, Paul J.: *Handbook of Pharmaceutical Excipients*. 5. Washington, USA : American Pharmaceutical Association, 2006. – ISBN 978-1-58212-058-7
- [Rumpf 1970] RUMPF, H. C. H.: Zur Theorie der Zugfestigkeit von Agglomeraten bei Kraftübertragung an Kontaktpunkten. In: *Chemie Ingenieur Technik* 42 (1970), Nr. 8, S. 538–540. – ISSN 1522-2640
- [Rumpf 1958] RUMPF, Hans: Grundlagen und Methoden des Granulierens. In: *Chemie Ingenieur Technik* 30 (1958), Nr. 3, S. 144–158. – ISSN 1522-2640
- [Rumpf 1972] RUMPF, Hans: *Haftung und Festigkeit von Agglomeraten: Vergleich zwischen Modellrechnung und Experiment*. 1972
- [Rumpf 1974] RUMPF, Hans: Die Wissenschaft des Agglomerierens. In: *Chemie Ingenieur Technik* 46 (1974), Nr. 1, S. 1–11. – ISSN 1522-2640
- [Rumpf u. a. 1976] RUMPF, Hans ; SOMMER, Karl ; STEIER, Klaus: Mechanismen der Haftkraftverstärkung bei der Partikelhaftung durch plastisches Verformen, Sintern und viskoelastisches Fließen. In: *Chemie Ingenieur Technik* 48 (1976), Nr. 4, S. 300–307. – ISSN 1522-2640
- [Rumpf u. a. 1978] RUMPF, Hans ; SOMMER, Karl ; STEIER, Klaus: The effect of plastic deformation, sintering and viscoelastic flow on particle adhesion. In: *International chemical Engineering* 18 (1978), Nr. 4, S. 558–565

- [Sajda u. a. 2010] SAJDA, P. ; POHLMAYER, E. ; WANG, J. ; CHANG, S.-F. ; PARRA, L. C. ; CHRISTOFOROU, C. ; DMOCHOWSKI, J. ; HANNA, B. ; BAHLMANN, C. ; SINGH, M. K.: In a Blink of an Eye and a Switch of a Transistor: Cortically Coupled Computer Vision: To identify Binteresting[images, human observers view 10 images/sec, while electroencephalography (EEG) signals from the observers own brains are automatically decoded. In: *Proceedings of the IEEE* 98 (2010), Nr. 3, S. 462–478
- [Schubert 1979] SCHUBERT, Helmar: Principles of Agglomeration. In: *Chem Ing Tech* 51 (1979), Nr. 4, S. 266–277. – ISSN 0009286X (ISSN)
- [Schulze 1995] SCHULZE, Dietmar: Zur Fließfähigkeit von Schüttgütern – Definition und Meßverfahren. In: *Chemie Ingenieur Technik* 67 (1995), Nr. 1, S. 60–68. – ISSN 1522-2640
- [Schulze 2009] SCHULZE, Dietmar: *Pulver und Schüttgüter: Fließeigenschaften und Handhabung*. 2., bearb. Auflage. Berlin Heidelberg : Springer, 2009. – ISBN 978-3540884484
- [Shi und Zhao 2004] SHI, X. ; ZHAO, Y.-P.: Comparison of various adhesion contact theories and the influence of dimensionless load parameter. In: *J Adhes Sci Technol* 18 (2004), Nr. 1, S. 55–68. – ISSN 01694243 (ISSN)
- [Stefan Ecke und Hans-Jürgen Butt 2001] STEFAN ECKE ; HANS-JÜRGEN BUTT: Friction between Individual Microcontacts. In: *Journal of Colloid and Interface Science* 244 (2001), Nr. 2, S. 432–435. – ISSN 0021-9797
- [Strutz 2009] STRUTZ, Tilo: *Bilddatenkompression: Grundlagen, Codierung, Wavelets, JPEG, MPEG, H.264*. 4., überarbeitete und ergänzte Auflage. Wiesbaden : Vieweg+Teubner, 2009. – ISBN 978-3-8348-0472-3
- [Surek und Stempin 2007] SUREK, Dominik ; STEMPIIN, Silke: *Angewandte Strömungsmechanik: für Praxis und Studium*. 1. Wiesbaden : Vieweg+Teubner, 2007. – ISBN 978-3-8351-0118-0
- [Tanaka u. a. 2008/04/09] TANAKA, M. ; KOMAGATA, M. ; TSUKADA, M. ; KAMIYA, H.: Evaluation of the particle-particle interactions in a toner by colloid probe AFM. In: *Powder Technology* 183 (2008/04/09), Nr. 2, S. 273–281. – ISSN 0032-5910
- [Tanaka u. a. 2008/08/01] TANAKA, M. ; KOMAGATA, M. ; TSUKADA, M. ; KAMIYA, H.: Fractal analysis of the influence of surface roughness of toner particles on their flow properties and adhesion behavior. In: *Powder Technology* 186 (2008/08/01), Nr. 1, S. 1–8. – ISSN 0032-5910
- [Tang u. a. 2008/10/08] TANG, P. ; FLETCHER, D. F. ; CHAN, H. K. ; RAPER, J. A.: Simple and cost-effective powder disperser for aerosol particle size measurement. In: *Powder Technology* 187 (2008/10/08), Nr. 1, S. 27–36. – ISSN 0032-5910
- [Tomas 2007a] TOMAS, J.: Adhesion of ultrafine particles-A micromechanical approach. In: *Chem.Eng.Sci* 62 (2007), Nr. 7, S. 1997–2010. – ISSN 00092509 (ISSN)
- [Tomas 2007b] TOMAS, J.: Adhesion of ultrafine particles-Energy absorption at contact. In: *Chem.Eng.Sci* 62 (2007), Nr. 21, S. 5925–5939. – ISSN 00092509 (ISSN)
- [Tong u. a. 2011] TONG, Z. B. ; ADI, S. ; YANG, R. Y. ; CHAN, H. K. ; YU, A. B.: Numerical investigation of the de-agglomeration mechanisms of fine powders on mechanical impaction. In: *Journal of Aerosol Science* 42 (2011), Nr. 11, S. 811–819. – ISSN 0021-8502
- [Tong u. a. 2009/12/10] TONG, Z. B. ; YANG, R. Y. ; YU, A. B. ; ADI, S. ; CHAN, H. K.: Numerical modelling of the breakage of loose agglomerates of fine particles. In: *Powder Technology* 196 (2009/12/10), Nr. 2, S. 213–221. – ISSN 0032-5910
- [Tselishchev und Val'tsifer 2003/05/01] TSELISHCHEV, Yu ; VAL'TSIFER, V. A.: Influence of the Type of Contact between Particles Joined by a Liquid Bridge on the Capillary Cohesive Forces. In: *Colloid Journal* 65 (2003/05/01), Nr. 3, S. 385–389. – ISSN 1061-933X
- [Tykhoniuk u. a. 2007] TYKHONIUK, R. ; TOMAS, J. ; LUDING, S. ; KAPPL, M. ; HEIM, L. ; BUTT, H.: Ultrafine cohesive powders: From interparticle contacts to continuum behaviour. In: *Chemical Engineering Science* 62 (2007), Nr. 11, S. 2843–2864

-
- [Visser 1989/05] VISSER, J.: Van der Waals and other cohesive forces affecting powder fluidization. In: *Powder Technology* 58 (1989/05), Nr. 1, S. 1–10. – ISSN 0032-5910
- [Voshaar u. a. 2005] VOSHAAR, Thomas ; HAIDL, Peter ; KOHLHÄUFL, Martin ; SCHEUCH, Gerhard: *Therapie mit Aerosolen*. 1. Auflage. Bremen : UNI-MED Verlag AG, 2005. – ISBN 3-89599-757-9
- [Wang u. a. 2004] WANG, J.F ; GUTIERREZ, M. ; DOVE, J.: *Effect of particle rolling resistance on interface shear behavior*. 2004
- [Weickert 2008] WEICKERT, Thomas: *Nichtstationäre Filterung mit Hilfe Analytischer Wavelet Packets am Beispiel von Sprachsignalen*. Karlsruhe, Universität Karlsruhe, Dissertation, 2008
- [Weiler 2008] WEILER, Claudius: *Generierung leicht dispergierbarer Inhalationspulver mittels Sprühtrocknung*. Mainz, Johannes Gutenberg-Universität, Dissertation, 2008
- [Weiler u. a. 2010/11/10] WEILER, Claudius ; WOLKENHAUER, Markus ; TRUNK, Michael ; LANGGUTH, Peter: New model describing the total dispersion of dry powder agglomerates. In: *Powder Technology* 203 (2010/11/10), Nr. 2, S. 248–253. – ISSN 0032-5910
- [Wheeler 1991] WHEELER, Gary O.: *Low Drag Vortex Generator*. 1991
- [Wong u. a. 2011] WONG, William ; FLETCHER, David F. ; TRAINI, Daniela ; CHAN, Hak K. ; CRAPPER, John ; YOUNG, Paul M.: Particle aerosolisation and break-up in dry powder inhalers: Evaluation and modelling of the influence of grid structures for agglomerated systems. In: *J.Pharm.Sci* (2011), S. n/a. – ISSN 1520-6017
- [Yoshiyuki u. a. 1997/04] YOSHIYUKI, Endo ; SHINJI, Hasebe ; YASUO, Kousaka: Dispersion of aggregates of fine powder by acceleration in an air stream and its application to the evaluation of adhesion between particles. In: *Powder Technology* 91 (1997/04), Nr. 1, S. 25–30. – ISSN 0032-5910
- [Zhou u. a. 1999] ZHOU, Y. C. ; WRIGHT, B. D. ; YANG, R. Y. ; XU, B. H. ; YU, A. B.: Rolling friction in the dynamic simulation of sandpile formation. In: *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* 269 (1999), Nr. 2–4, S. 536–553
- [Zhu u. a. 2007] ZHU, H. P. ; ZHOU, Z. Y. ; YANG, R. Y. ; YU, A. B.: Discrete particle simulation of particulate systems: Theoretical developments. In: *Chem.Eng.Sci* 62 (2007), Nr. 13, S. 3378–3396. – ISSN 00092509 (ISSN)
- [Zhu u. a. 2008/06] ZHU, Kewu ; TAN, Reginald B. H. ; KIONG NG, Wai ; SHEN, Shoucang ; ZHOU, Qi ; HENG, Paul W. S.: Analysis of the influence of relative humidity on the moisture sorption of particles and the aerosolization process in a dry powder inhaler. In: *Journal of Aerosol Science* 39 (2008/06), Nr. 6, S. 510–524. – ISSN 0021-8502
- [Ziskind u. a. 1995] ZISKIND, G. ; FICHMAN, M. ; GUTFINGER, C.: Resuspension of particulates from surfaces to turbulent flows-Review and analysis. In: *Journal of Aerosol Science* 26 (1995), Nr. 4, S. 613–644. – ISSN 0021-8502
- [Ziskind u. a. 1997] ZISKIND, G. ; FICHMAN, M. ; GUTFINGER, C.: Adhesion moment model for estimating particle detachment from a surface. In: *Journal of Aerosol Science* 28 (1997), Nr. 4, S. 623–634. – ISSN 0021-8502
- [Ziskind u. a. 1998] ZISKIND, G. ; FICHMAN, M. ; GUTFINGER, C.: Effects of shear on particle motion near a surface-application to resuspension. In: *Journal of Aerosol Science* 29 (1998), Nr. 3, S. 323–338. – ISSN 0021-8502

A.7 Lebenslauf

Michael Becker

Geburtstag: 26. Juli 1983

Geburtsort: Mainz, Deutschland

Nationalität: Deutsch

Universitäre Bildung

Aug. 2008 - Dez. 2013

Promotion im Fach Physik

Thema: Entwicklung eines aerodynamischen Partikelmodells für
Pulver und Aerosole

bei: Boehringer Ingelheim Pharma GmbH & Co. KG

Betreuung: Herr Prof. Dr.-Ing. C. Tropea Institut für
Strömungsmechanik & Aerodynamik, Technische Universität
Darmstadt

Jul. 2007 - Jul. 2008

Diplomarbeit im Fach Physik

Titel: Die physikalische Erzeugung von Aerosolen mittels Synthetic
Jets

am: Institut für Physik der Atmosphären, Johannes
Gutenberg-Universität Mainz

in Kooperation mit Boehringer Ingelheim Pharma GmbH & Co. KG
Physikstudium

Mai 2003 - Jul. 2007

an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Schwerpunkte: Elektronik & Messtechnik, Atomphysik, Laser

Schulische Bildung

Apr. 2003

Allgemeine Hochschulreife

Aug. 1994 - Apr. 2003

Stefan-George-Gymnasium Bingen